وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة البصرة
دار الحكمة



مقدمة في الفيزياء النووية

تأليف
الدكتور اسعد جلال صالح
استاذ مساعد ـ كلية العلوم
جامعة البصرة

١٩٨٨

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة البصرة

مقدمة في الفيزياء النووية

INTRODUCTION TO NUCLEAR PHYSICS

تأليف
الدكتور اسعد جلال صالح
استاذ مساعد ـ كلية العلوم
جامعة البصرة

حسن يوسف اللويشي

بسم الله الرحمن الرحيم

المقدمة

سعى العلماء ومنذ اكتشاف الالكترون الى دراسة ومعرفة ماهية المادة، وبدأ علم الفيزياء النووية يتسع وبشكل كبير بعد اكتشاف النيوترون ومعرفة مكونات النواة وتطور الاجهزة والمعدات وظهور المعجلات والمفاعلات النووية الكبيرة. حتى اصبح اليوم من المواضيع المهمة والاساسية في مجال علوم الفيزياء والعلوم الأخرى.

ان الهدف من هذا الكتاب هو تعريف الطالب بهذا الموضوع. لذا فقد حرصت على ان تكون مادته العلمية مترابطة ومتسلسلة بشكل يسهل تتبعها وفهمها.

لقد أعد هذا الكتاب اعتماداً على مجموعة المحاضرات التي ألقاها المؤلف على طلبة الصفوف المنتهية بقسم الفيزياء بكلية العلوم ـــ جامعة البصرة ولسنوت عديدة وبالاستعانة بالعديد من المراجع والمصادر الاجنبية المختلفة.

قسم الكتاب الى عشرة فصول وملحقين بحيث تغطي هذه المناهج التي تدرس الى طلبة الدراسات الاولية وللمراحل المنتهية. لقد تم وضع اسلوباً علمياً مبسطاً في عملية الشرح والطرح والتحليل لكي يسهل على الطالب تتبع الموضوع.

وختاماً ... أود مخلصاً ان أزجي الشكر خالصاً لكلّ من مدّ يد العون لهذا الكتاب لكي يرى النور.

والله أسأل ان يوفقنا لما فيه خير وزدهار عراقنا العزيزوأمتنا العربية المجيدة.

ومنه العون والسداد

المؤلف

١٩٨٧

المحتويات

الفصل الأول
الخواص الأساسية للنواة

الفصل الثاني
التركيب النووي

الفصل الثالث
النماذج النووية

الفصل الرابع
الأنحلال الأشعاعي

الفصل الخامس

أنماط الأنحلال النووي

الفصل السادس

التفاعلات النووية

الفصل السابع
الأنشطار النووي والمفاعلات النووية

الأنشطار النووي

الفصل الثامن
تفاعل الأشعاع مع المادة

الفصل التاسع
الكواشف والمعجلات النووية

الكواشف النووية

الفصل العاشر
الجسيمات الأولية

الفصل الاول

الخواص الاساسية للنواة

(Basic Properties of nucleus)

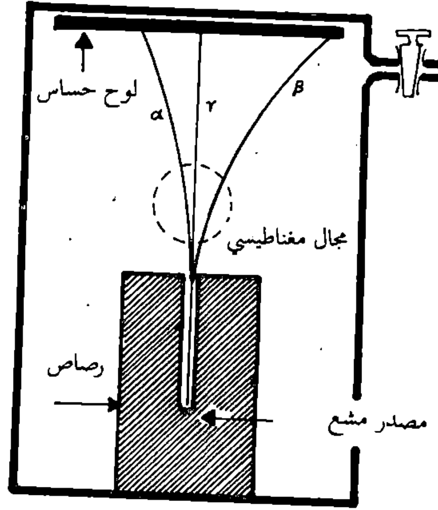
1.1 المقدمة

ان من الممكن تقسيم الخواص الاساسية للنواة الى صنفين. خواص لاتعتمد على الزمن ومثال ذلك الكتلة، الشحنة، الحجم، الكثافة، الزخم الزاوي والذي يدعى عادة البرم النووي (Nuclear Spin). وخواص تعتمد على الزمن كالانحلال الاشعاعي الطبيعي او التحول الاصطناعي او التفاعل النووي. وللنوى حالات اثارة (تهيج) (excited states) تعامل طاقتها ضمن الصنف الاول من الخواص في حين يعامل انحلالها ضمن الصنف الثاني من الخواص، ولأجل الحصول على فكرة عامة عن الخواص النووية الاساسية سنقوم في هذا الفصل اولاً بأعطاء فكرة عن التطور التأريخي للفيزياء النووية وذلك عن طريق سرد بعض الاحداث المهمة التي حدثت فيها، ثم دراسة الخواص الاساسية للنواة التي تعتمد على الزمن فقط.

1.2 التطور التأريخي للفيزياء النووية

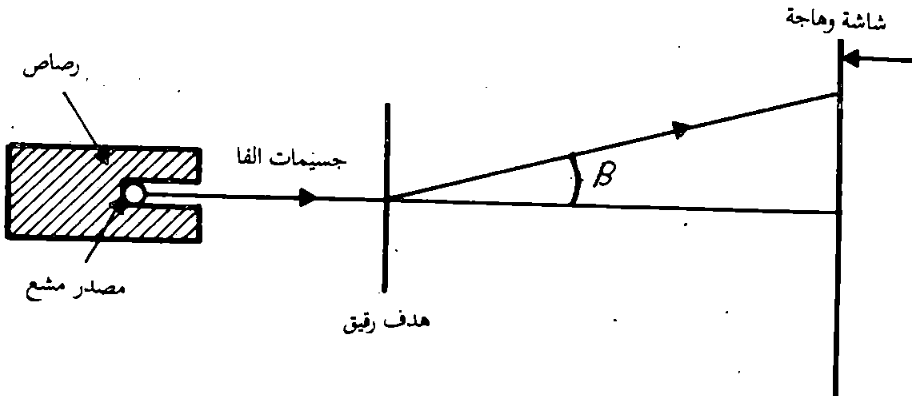
1.2.1 الوصف الذري

يمكننا القول ان نهاية القرن التاسع عشر وبداية القرن العشرين وبالتحديد السنوات العشرة الواقعة بين ١٨٩٥ ــ ١٩٠٥ كانت بداية حركة الفيزياء الحديثة. ففي هذه الفترة تم اكتشاف الالكترون من قبل تومسن (J.J.Thomson). ثم حظي بكريل (Becquerel) ١٨٩٦ بأكتشاف النشاط الاشعاعي الطبيعي (Natural Radioactivity) عندما لاحظ وعن طريق الصدفة اسوداد لوح التصوير الموضوع قرب معدن حيث تبين فيما بعد ان المعدن يحوي على مادة مشعة. تلاه بعد ذلك وبنجاح كل من بيير (Pierre) وماري كوري Marie Curie ١٨٩٨ وذلك بأجراء تجارب عديدة في العزل الكيماوي لمادة نشطة اشعاعياً من خاماتها وهي الراديوم. وقد تم تفسير النشاط الاشعاعي الطبيعي من قبل رذرفورد (Rutherford) ومساعديه، اذ افترضوا ان النشاط الاشعاعي يحدث تغيراً في العينات الكيمياوية. وان الحقائق التجريبية عن الاشعاع يمكن تفهمها اذا افترض ان النوى المشعة غير مستقرة وهي لذلك تنقسم بمعدل معين خاص بها مكونة بذلك نوى جديدة. ولقد درسوا بالتفصيل طبيعة الاشعاعات المنبعثة، وتوصلوا الى وجود ثلاثة انواع من الاشعاع وذلك بأستعمال المجال المغناطيسي كمحلل. كما مبين بالشكل (1-1)، ففي الشكل (1-1) وضع مصدر الراديوم (مادة مشعة) داخل حافظة من الرصاص ذات ثقب اسطواني صغير القطر يمكننا من الحصول على حزمة ضيقة من الاشعاعات اما الاشعاعات المنبعثة في الاتجاهات الاخرى فأنها تمتص من قبل مادة الرصاص ذات السمك الكافي لذلك. ولو كان بأمكاننا رؤية مسارات الاشعة داخل المجال المغناطيسي لكانت كما هو مبين بالشكل المذكور. لقد سميت الاشعة ذات الانحراف الاكبر بأشعة بيتا (ß-rays) وذات الانحراف الاقل بأشعة الفا (α-rays)، اما الاشعة التي لم تتأثر مطلقاً بالمجال المغناطيسي فقد سميت بأشعة كاما (γ-rays). ولقد تم بعد ذلك التعرف على كل نوع من الانواع الثلاثة للاشعاع. وقد ظهر بأن اشعة بيتا هي الالكترونات ($e\pm$) واشعة الفا هي نوى عنصر الهيليوم ($_2He^4$)، اما اشعة كاما فهي اشعاع كهرومغناطيسي.



الشكل (1-1) مخطط التجربة موضحاً انحراف جسيمات γ, β, α بواسطة المجال المغناطيسي

بعد ذلك اجريت تجارب اخرى كثيرة من قبل رذرفورد ومساعديه على استطارة اشعة الفا عند مرورها خلال وسط مادي وذلك لغرض التوصل لمعرفة التركيب الذري للمادة. الشكل (2-1) يوضح المخطط النموذجي لمثل هذه التجارب.



الشكل (2-1) مخطط لتجربة رذرفورد على استطارة جسيمات الفا

ويمكن تلخيص نتائج تجارب الاستطارة كما يلي :

1 ــ لقد لوحظ ان عدداً كبيراً من جسيمات الفا تمر خلال مادة الهدف دون ان تنحرف عن اتجاهها الاصلي.

2 ــ ان عدداً اقل من جسيمات الفا تنحرف انحرافاً بسيطاً عند مرورها خلال مادة الهدف.

3 ــ وعدد قليل من جسيمات الفا المنبعثة من المصدر المشع تنحرف انحرافاً كبيراً عند مرورها بمادة الهدف. ويصل هذا الانحراف احياناً الى ١٨٠° ويسمى الانحراف بهذه الزاوية بالاستطارة الخلفية.

ولأجل تفسير النتائج التجريبية المذكورة اعلاه افترض رذرفورد مايلي :

1 ــ لتفسير النتيجة (1) افترض ان مادة الهدف معظمها فراغ، لذا فأن عدداً كبيراً من جسيمات الفا تمر خلالها دون ان تنحرف عن مسارها الاصلي.

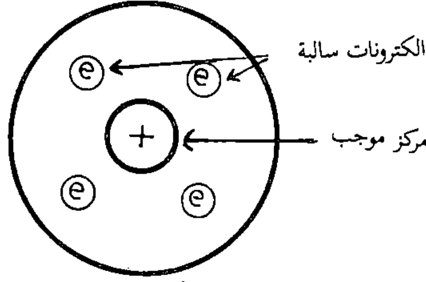
2 ــ ولتفسير استطارة بعض جسيمات الفا بشكل ملموس وحتى كبيراً في بعض الاحيان افترض رذرفورد وجود جسيم صغير وثقيل موجب الشحنة متمركز في حيز صغير من المادة تكون ابعاده في حدود 10^{-12} سم. وقد اطلق على هذا الجسيم اسم النواة (nucleus).

3 ــ افترض رذرفورد ان المادة متعادلة الشحنة طبيعياً، لذا فأن بقية الذرة ستتكون من غيمة من الالكترونات شحنتها السالبة مساوية لشحنة النواة الموجبة.

لقد اعطتنا تجربة رذرفورد لاستطارة جسيمات الفا اول تصور عن التركيب الذري للمادة، الشكل (3-1)، الا ان هذا التصور لايتفق مع قوانين الكهربائية الكلاسيكية. ان عدم الاتفاق ناتج عن مشكلتين تتعلقان بأستقرار الذره وهما :

(أ) ان الذرة لايمكن ان تكون في حالة توازن سكوني (Static equilibrium) تحت تأثير القوى الكولومية بين النواة والالكترونات التي حولها.

(ب) ان الذرة لايمكن ان تكون في حالة توازن حركي (Dynamic equilibrium) لان الشحنات المتحركة حسب قوانين الكهربائية



الشكل (1-3) نموذج الذرة المقترح من قبل رذرفورد

الديناميكية تشع طاقة وبذا تفقد الذرة كل طاقتها بعد فترة وجيزة من الزمن وتفنى.

ولقد حلت هذه المعضلة من قبل بور (Boher) عام ١٩١٣ عندما افترض مجموعة من الفرضيات بشأن التركيب الذري اهمها مايلي:

1 ــ ان الذرة تتكون من نواة موجبة الشحنة تقع في المركز تدور حولها في مدارات معينة الكترونات سالبة، كما في الشكل (1-4).

2 ــ ان المدارات المسموحة للالكترونات للدوران فيها هي تلك التي يكون فيها الزخم الزاوي للالكترون مكمماً (Quantized angular momentum) ومساوياً الى $n\hbar$. اي ان المعادلة الرياضية للزخم الزاوي للالكترون في مداره تكون:

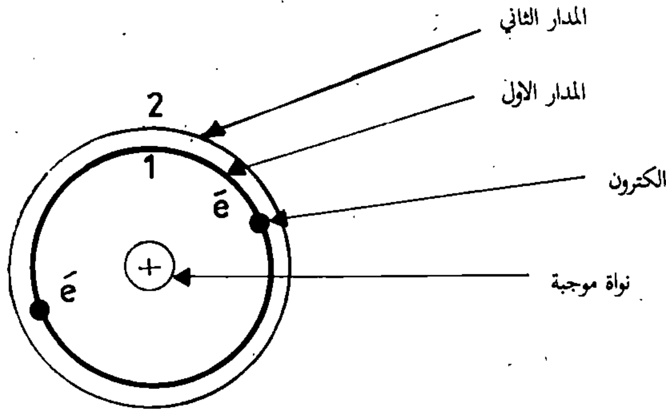
$$L(\text{Angulor momentum}) = n(\text{intger}) \times h(\text{plamk constant})/2\pi \qquad (1-1)$$

حيث $n = 1,2,3,4....$ وهو العدد الكمي الرئيسي

3 ــ ان الالكترون المتحرك في مداره لايشع طاقة على الاطلاق

4 ــ ان الالكترون *يشع أو (يمتص) طاقة فقط عندما ينتقل من مدار ذي طاقة عالية (او واطئة) الى مدار ذي طاقة واطئة (او عالية)

5 ــ تكون طاقة الاشعاع المنبعثة (او الممتصة) عن انتقال الالكترون من مدار طاقة E_1 الى مدار طاقة E_2 مساوية الى الفرق بين طاقتي المدارين ومساوية



الشكل (1-4) نموذج بور للتركيب الذري

في كل الاحوال الى حاصل ضرب ثابت بلانك h بتردد الاشعاع V وذلك حسب المعادلة ،

$$E_1 - E_2 = hV \qquad (1\text{-}2)$$

1.2.2 الوصف النووي

(أ) فرضية الالكترون ــ بروتون

ان حقيقة كون بعض النوى تشع جسيمات الفا وبيتا ، ادت الى الاعتقاد على ان النوى متكونة من جسيمات اولية . ولما كان أصغر جسيم موجب معروف في ذلك الوقت هو البروتون (كأساس لنواة ذرة الهيدروجين) ، فقد افترض ان النواة مكونة من بروتونات . وبذا فأن النواة التي عددها الكتلي A تكون حسب هذا الافتراض مكونة من A من البروتونات . وسياقاً مع هذا الغرض تكون شحنة النواة مساوية الى A من الشحنات الموجبة وهي بذلك لاتساوي شحنة الالكترونات السالبة المساوية الى Z مما يتعارض مع حقيقة كون الذرة متعادلة الشحنة . ولاجل حل هذه المشكلة ، افترض في حينه ان النواة تحتوي على الكترونات اضافة الى البروتونات . وان عدد الالكترونات في النواة يجب ان يكون مساوياً الى الفرق A - Z لكي تصبح شحنة النواة الموجبة مساوية الى Z+ كما هو مطلوب . وخلاصة القول ان الذرة حسب هذه الفرضية تكون مكونة من نواة تحتوي على A من البروتونات و A - Z من الالكترونات محاطة بـ Z من الالكترونات خارج النواة .

ولقد اعتقد في ذلك الوقت ان هذه الفرضية تتفق ظاهرياً مع انبعاث جسيمات الفا وبيتا من الذرة . خاصة بعد ان ثبت ان هذه الجسيمات (الفا وبيتا) تنبعث في الواقع من النواة . اذ ان وجود الكترونات في النواة يجعل من الممكن انبعاثها عنها عند توفر ظروف معينة . كما ان جسيمات الفا يمكن ان تتكون في النواة من اتحاد اربعة بروتونات والكترونين . وعند توفر ظروف معينة تنبعث جسيمات الفا من النواة كذلك . الا انه ظهرت مشاكل لهذه الفرضية مع بعض الحقائق التجريبية مما ادى الى سقوطها والبحث عن فرضية اخرى للتركيب النووي . واهم اسباب فشل هذه الفرضية مايلي :

1 ــ الزخم الزاوي للنواة :

ان اكتشاف حقيقة كون النوى تملك زخماً زاوياً وعزماً مغناطيسياً كان نتيجة للدراسة التفصيلية لخطوط الطيف (Spectralines) ، ان للزخم الزاوي للنواة خواص كمية مشابهة لمثيلتها في حالة الالكترون . انه كمية اتجاهية تحسب قيمته من المعادلة :

$$L = \sqrt{I(I+1)}\hbar \qquad (1\text{-}3)$$

حيث ان I هو العدد الكمي للزخم الزاوي الكلي الذي يحدد اكبر مركبة ممكنة للزخم الزاوي الكلي بأتجاه معين وذلك حسب المعادلة

$$I_z = I\hbar \qquad (1\text{-}4)$$

ولقد وجد تجريبياً ان قيمة I تعتمد على العدد الكتلي A للنواة وذلك وفقاً لما يلي :

اي ان

اذا كان A عددا زوجياً عندئذ يكون I صفراً أو عدداً صحيحاً $I = 0,1,2,3...$ ؛ واذا كان A عددا فرديا عندئذ يكون I عدداً فردياً مضروباً بنصف .

اي ان $I = 1/2, 3/2, 5/2,....$

ان لكل من البروتون والالكترون برماً (Spin) مساوياً الى نصف 1/2 .

وحسب قوانين جمع الزخوم الزاوية لجسيمات عديدة يملك كل منها زخماً زاوياً مقداره 1/2 عدد صحيح، يكون الزخم الزاوي الكلي مساوياً لـ 1/2 × عدد فردي × (h/2π) عندما يكون عدد لبجسيمات فردياً. ويكون مساوياً لعدد صحيح × h/2π عندما يكون عدد الجسيمات زوجياً. لنأخذ الان مثالاً نثبت فيه الزخم الزاوي المحسوب لنواة معينة حسب القوانين المعروفة مفترضين ان النواة مكونة من بروتونات والكترونات ومقارنة بالنتائج التجريبية.

لنأخذ النواة $_7N^{14}$، فحسب فرضية الالكترون ــ بروتون تتكون هذه النواة من 14 بروتوناً و 7 الكترونات وبذا فأن العدد الكلي للجسيمات في النواة يساوي 21 جسيماً. اي ان العدد الكلي للجسيمات المكونة للنواة عدد فردي. وبذا فان الزخم الزاوي الكلي المتوقع لهذه النواة هو 1/2 × عدد فردي × h/2π. الا ان الزخم الزاوي المقاس تجريبياً لهذه النواة هو عدد صحيح × h/2π. اي ان النتائج التجريبية لاتتفق مع فرضية الالكترون ــ بروتون. وكذلك الحال مع الزخوم الزاوية للكثير من النوى.

2 ــ العزم المغناطيسي النووي:

ان ظهور عدم التطابق لقيم العزم المغناطيسي للبروتونات وللالكترونات وذلك من خلال دراسة النتائج التجريبية جاءت حجه اخرى ضد وجود الالكترون في النواة. فقد تم احتساب العزم المغناطيسي للألكترون من المعادلة التالية:

$$Ue = n \frac{e\hbar}{2m} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1\text{-}5)$$

(سوف نتطرق بصورة اكثر تفصيلية الى العزم المغناطيسي عند دراستنا للعزم المغناطيسي الثنائي خلال هذا الفصل).

حيث سميت الكمية $e\hbar/2m$ بمكنتون بور (Bohr Magneton) ويرمز لها عادة بالرمز U_B. (المكنتون = وحدة العزم المغناطيسي)

$$U_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0.92 \times 10^{-20} \text{ erg/gauss} \ldots\ldots\ldots\ldots (1\text{-}6)$$

وعلى الشاكلة نفسها يعرف المكنتون النووي (Nuclear Magneton) والذي يرمز له بالرمز U_N بالكمية التالية :

$$U_N = \frac{e\hbar}{2M} = 0.505 \times 10^{-23} \text{ erg/gauss} \quad \text{.............(1-7)}$$

حيث تمثل M كتلة البروتون ، وبذلك يكون العزم المغناطيسي للبروتون مساوياً تقريباً الى بضع مرات من U_N . وان القيمة المقاسة له هي 2.7928 مكنتون نووي .

وبعد ان عرفنا مما جاء اعلاه العزم المغناطيسي للألكترون وللبروتون يجدر بنا ان نذكر الحقائق التجريبية لكل منهما ، لقد اثبتت النتائج التجريبية لعدد كبير من النوى ان العزم المغناطيسي النووي لايتجاوز قيمته $5U_N$. فلو كانت النوى تحوي الكترونات حقاً لوجب ان يكون للعزم المغناطيسي النووي قيمة مقاربة الى U_B وليس حوالي الف مرة اقل من U_B كما يظهر من المعادلتين (1-6) ,(1-7) . ان هذه النتيجة التجريبية تشكل حجة اخرى ضد وجود الالكترونات في النواة .

3 ـــ حجة الميكانيك الكمي :ـــ

لنفرض امكانية وجود الكترون في النواة . ولنستخدم قوانين الميكانيك الكمي لحساب طاقة هذا الالكترون ثم نناقش على هذا الاساس احتمالية وجود الكترون في النواة .

ان قاعدة اللاتحديد (Uncertainty principle) (لهايزنبرك) التي تمثل احد البديهيات الاساسية في الميكانيك الكمي تنص على ان

$$\Delta x . \Delta p \geqslant h \quad \text{..................(1-8)}$$

اي ان حاصل ضرب اللادقة في تحديد موقع الجسيم واللادقة في تحديد زخمة يكون مساوياً او اكبر من h . لنطبق هذه القاعدة على الكترون في النواة . في هذه الحالة تكون اكبر قيمة Δx مساوية لنصف قطر النواة R الذي يكون تقريباً مساوياً الى 2×10^{-12}cm . ولذا فان اصغر قيمة الى Δp ستكون مساوية الى :

$$\Delta P \sim \frac{h}{\Delta x} = \frac{6.6 \times 10^{-27}}{2 \times 10^{-12}} = 3.3 \times 10^{-15} \ erg - sec/cm.$$

وعلى اسوأ احتمال تمثل ΔP اقل قيمة للزخم الالكتروني داخل النواة . اما عن طاقة هذا الالكترون . فمن المعروف انه يمكن حساب الطاقة الكلية لجسيم بأستخدام العلاقة النسبية التي تربط بين طاقته الكلية وزخمه

$$E^2 = P^2c^2 + m_o^2c^4 \qquad \text{..........(1-9)}$$

وعند تطبيق ذلك على الالكترون يمكن حساب اقل طاقة للالكترون الموجود داخل النواة والتي تساوي :

$$E \simeq 60 \ MeV$$

وعلى هذا وحسب النتيجة اعلاه ، تكون طاقة الكترون طليق محصور في حيز من الفراغ بصغر النواة ، مساوياً تقريباً الى 60 مليون الكترون فولت (MeV) ، وبذا تكون سرعته في حدود 0.999 من سرعة الضوء .

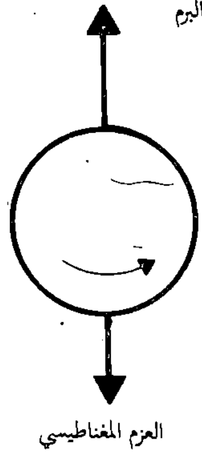
ان النتائج التجريبية التي اجريت لقياس طاقة الالكترونات المنبعثة من المواد المشعة اثبتت ان طاقة الالكترون المنبعث من النواة لاتتجاوز في معظم الاحوال (4MeV) . ولذا فأن طاقة الالكترون المقاسة تجريبياً لاتتفق مطلقاً بل وتختلف اختلافاً كبيراً عن الطاقة المحسوبة له في حالة وجوده في حيز صغير كالنواة . وعلى الرغم من ان الحسابات التي اجريت اعلاه هي تقريبية ، فأن الحسابات الدقيقة اعطت نتائج مشابهة . فيكون من غير المحتمل ان تحوي النواة الكترونات طليقة . ان الحجة المذكورة اعلاه تنطبق على حالة وجود البروتون في النواة . اذ ان كتلة البروتون اكبر حوالي 1840 مرة من كتلة الالكترون وهذا يؤدي الى ان طاقة البروتون الموجود في النواة والمحسوبة على نفس الاساس السابق بالنسبة للالكترون ستكون حوالي 940MeV . ان هذه القيمة تزيد بقليل على كتلة السكون للبروتون التي هي حوالي 938MeV . اذن فأن الطاقة الحركية للبروتون في النواة هي صغيرة جداً اي ان البروتون في النواة هو جسيم غير نسبي ولذا فأن بأمكان النواة احتواء بروتون طليق .

(ب) اكتشاف النيوترون

ان فشل فرضية الالكترون ـــ بروتون كان اساساً بسبب خواص الالكترون الطليق. لذا فقد افترض، تخلصاً من هذا الفشل، ان الالكترون الموجود في النواة ليس طليقاً وانما مرتبط (bound) بشحنة موجبة (البروتون)، وبذا فهو لايملك وجوداً مستقلاً في النواة كما افترض سابقاً. ان احد الافتراضات بهذا الشأن والتي اوردها رذرفورد في اوائل 1920، هو ان الالكترون والبروتون في النواة قد يكونا مرتبطين بشدة بحيث يكونان جسيماً متعادل الشحنة. وقد سمي هذا الجسيم الذي كان خيالياً في ذلك الوقت بالنيوترون.

وعلى هذا الاساس فقد اجريت تجارب عديدة للكشف عن هذا الجسيم المتعادل او النيوترون. واخيراً وفي سنة 1932، اعلن جادويك (Chadwick) عن اكتشافه للنيوترون وذلك كنتيجة لتجارب عديدة استخدمت فيها جسيمات الفا المنبعثة من مادة البولونيوم ${}_{84}Po^{209}$ لقذف هدف من مادة البريليوم ${}_{4}Be^{9}$. فلقد حصل نتيجة القذف انبعاث اشعاع شديد النفاذية متعادل الشحنة مكون من جسيمات كتلتها مساوية تقريباً لكتلة البروتون. ولقد سمي هذا الجسيم بالنيوترون. ان الكتلة المقاسة للنيوترون هي 1.00898 وحدة الكتل الذرية (amu) (لذا فهو اثقل بقليل من البروتون الذي كتلته تساوي 1.00758 وحدة الكتل الذرية) كذلك فأن برمة مساوٍ الى 1/2، كما هو الحال بالنسبة للبروتون والالكترون. ان كون برم النيوترون يساوي 1/2 يتعارض مع فرضية كونه مكوناً من ارتباط بروتون مع الكترون في النواة. اذ لو كان هذا صحيحاً لوجب ان يكون برم النيوترون عندئذٍ اما صفراً أو واحداً.

ان النيوترونات، كما عرفنا سابقاً، هي جسيمات متعادلة الشحنة وهذا يعني انه لايمكن لها امتلاك خواصاً مغناطيسية لان المجال المغناطيسي، كما هو معروف، يتولد من حركة الشحنات الكهربائية. ومع ذلك فقد وجد تجريبياً ان للنيوترون عزماً مغناطيسياً مساوياً الى (1.9128-) مكنتون نووي. وتدل العلامة السالبة على ان العزم هو بالاتجاه المتوقع لشحنة سالبة. او بتعبير ادق بأتجاه معاكس لاتجاه البرم كما في (شكل 5-1). ويعود هذا الى مايسمى بالتأثيرات الميزونية.



الشكل (1-5) يوضح اتجاه البرم والعزم المغناطيسي

حيث من الممكن تصور النيوترون مكوناً معظم الوقت من لب موجب مربوط بشدة الى ميزون سالب (برم الميزون = صفر) .

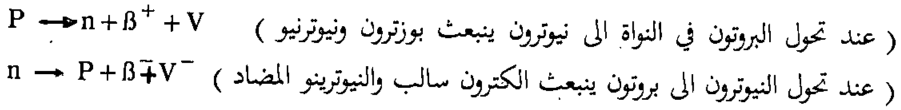
(ج) فرضية البروتون ــ نيوترون :

ان اكتشاف جادويك للنيوترون سنة 1932 ، جعل هايزنبرك (Heisenberg) يقترح نموذج البروتون ــ نيوترون لتركيب النواة . وبناء على هذه الفرضية يكون عدة الجسيمات الكلي الموجودة في النواة (عدد البروتونات + عدد النيوترونات) مساوياً الى العدد الكتلي A . ويكون عدد البروتونات مساوياً لعدد الشحنات السالبة المحيطة بالنواة Z . اما عدد النيوترونات في النواة فهو $N = A - Z$.

ان الحجج التي ذكرت سابقاً والتي ادت الى سقوط فرضية الالكترون ــ بروتون لاتشكل عائقاً بالنسبة لفرضية البروتون ــ نيوترون . فمثلاً في حالة النواة ${}_{7}N^{14}$ يكون عدد البروتونات 7 وعدد النيوترونات 7 والعدد الكلي للجسيمات الموجودة في النواة 14 وجميعها لهابرم مساوياً لـ 1/2 . لذا فأن البرم المتوقع لهذه النواة سيكون عدداً صحيحاً × $h/2\pi$. وهذا يتفق مع القيمة المقاسة تجريبياً . اما بالنسبة للحجة المتعلقة بالعزم المغناطيسي والتي استخدمت ضد فكرة وجود الالكترون في النواة ، فأنه لايمكن استخدامها ضد وجود النيوترون في النواة ،

وذلك لان العزم المغناطيسي المقاس للنيوترون مقارب لذلك المقاس للبروتون، اي في حدود قيمة المكنتون النووي وبذا فهو يقل كثيراً عن مكنتون بور. واخيراً، ولما كانت كتلة النيوترون مقاربة لكتلة البروتون. فأن الحجة التي استخدمت لاثبات وجود البروتون في النواة تصح كذلك بالنسبة للنيوترون.

ان فرضية البروتون ـــ نيوترون جاءت لتتفق بصورة دقيقة مع ظاهرة النشاط الاشعاعي الطبيعي (مثل انبعاث اشعاعات كاما واشعاعات الفا) والتي سوف نتكلم عنها في الفصول القادمة. ففي حالة انبعاث اشعاعات بيتا، مثلاً، يكون انبعاث الالكترونات او البوزترونات في النواة وذلك عندما يتحول النيوترون الى بروتون او بالعكس، كما في المعادلات التالية:



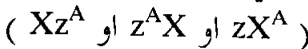
(عند تحول البروتون في النواة الى نيوترون ينبعث بوزترون ونيوترنيو) $P \rightarrow n + \beta^{+} + V$

(عند تحول النيوترون الى بروتون ينبعث الكترون سالب والنيوترينو المضاد) $n \rightarrow P + \beta^{-} + V^{-}$

اما في حالة انبعاث اشعاعات الفا فأن جسيمات الفا تتولد من اتحاد بروتونين ونيوترونين، وقد يحدث هذا الاتحاد قبل انبعاث هذه الجسيمات بوقت طويل او يحدث الاتحاد في وقت الانبعاث. لذا فمن الممكن القول الان بأن فرضية البروتون نيوترون هي من الفرضيات المسلم بها اليوم.

1.3 مكونات النواة

تحتوي نواة اية ذرة على نوعين من الجسيمات هي البروتونات والنيوترونات، ويطلق على كل من البروتون او النيوترون بصورة منفردة بالنوية (نكليون ـــ Nucleon). ان عدد البروتونات والنيوترونات (النويات) (nucleons) في النواة يتمثل بالعدد الكلي (A)، وان عدد البروتونات ـــ كما اوضحنا سابقاً ـــ يتمثل بالعدد الذري (Z). اما عدد النيوترونات (N) فهو يمثل الفرق بين (A − Z =N)Z,A . لذا يمكن تمثيل النواة بأي زوج من هذه الاعداد الثلاثة (A, Z, N)، فمثلاً، ان اي عنصر X يمكن كتابته على النحو التالي:



(Xz^{A} او $z^{A}X$ او zX^{A})

1.4 خواص النواة

1.4.1 الكتلة والشحنة النووية

لما كانت النواة مكونة من Z من البروتونات و N من النيوترونات ، لذا فأن كتلتها ستكون تقريباً مساوية الى :

$$M \approx ZM_p + NM_n \qquad \text{.............. (1-10)}$$

حيث M_p كتلة البروتون و M_n كتلة النيوترون و M كتلة النواة الحقيقية او المقاسة بواسطة جهاز المطياف الكتلي. تقاس كتلة النواة او بالاحرى كتل مكونات النواة (النويات) بوحدات الكتل الذرية [atomic mass Units – (amu)] وان كل (1 amu = 931.14 MeV) .

ان اشارة التقريب ($\approx$) تدل عل ان هناك فرقاً بين كتلة النواة ومجموع كتل مكوناتها في الحالة الطليقة ، حيث يطلق على هذا الفرق او النقص بطاقة الربط النووية (Nuclear binding energy) او العيب الكتلي Mass defect والذي يرمز له بالرمز Δ وهو عبارة عن الفرق بين الكتلة النووية M للنظير وبين العدد الكتلي A اي ان $\Delta = M - A$. وسوف نتطرق لهذا الموضوع في نهاية هذا الفصل. اما بالنسبة لشحنة النواة فهي تساوي شحنة البروتونات Z الموجودة فيها على اعتبار ان النيوترونات متعادلة الشحنة. وبما انه البروتون له شحنة مساوية الى (+1e) ، فتكون شحنة نواة ذرة الهيدروجين مثلاً مساوية الى (+Ze) .

1.4.2 حجم النواة وكثافتها :

ان حجم النواة حوالي 10^{-12} cm وهو اصغر بكثير من حجم الذرة 10^{-8} cm ، وفي حين يكون حجم الذرة تقريباً ثابتاً يتغير حجم النواة تبعاً لعدد النويات الموجودة فيها. ويعرف نصف قطر النواة R بأشكال مختلفة تبعاً للطرق التجريبية المستخدمة لقياسه ففي الطريقة التي تستخدم استطارة جسيمات الفا عن النواة كوسيلة لقياس نصف قطر النواة ، تؤخذ اقرب مسافة من النواة في التصادم الرئسي كمقياس تقريبي لنصف قطر النواة. اما في الطريقة التي تستخدم الذرة

الميزونية لقياس نصف قطر النواة، فيؤخذ نصف قطر المدار الذري K كمقياس تقريبي لنصف القطر. وسوف نكتفي فيما يلي بشرح طريقة قياس نصف قطر النواة بواسطة استطارة الجسيمات المقذوفة عليها.

هناك شرط اساسي يجب ان يتوفر عند دراسة حجم النواة وشكلها وذلك بأستخدام استطارة الجسيمات المقذوفة عليها. وهو ان يكون طول موجة الجسيم المقذوف اصغر او في حدود حجم النواة. لذا فأن الجسيمات المقذوفة يجب ان تكون طاقتها اعلى من مقدار معين يحدد بالعلاقة:

$$\lambda \simeq R \simeq h/p \qquad \text{.............(1-11)}$$

حيث يمثل (P) زخم الجسيم المقذوف و λ طول موجته.

لقد استخدمت في مثل هذه الدراسة جسيمات عديدة مثل جسيمات الفا، البروتون، النيوترون والالكترون. في حالة استطارة جسيمات الفا على النواة اخذت اقرب مسافة من النواة (D) في حالة التصادم الرأسي كمقياس لاكبر قيمة لنصف قطر النواة. ان اقرب مسافة من النواة (D) تحدد بطاقة معينة لجسيمات الفا والتي تسمى «بالطاقة الحرجة» حيث لايصح قانون كولوم للاستطارة بعد هذه الطاقة وتبدأ تأثيرات القوة النووية بالظهور. وبأستخدام قانون حفظ الطاقة، مهملين ارتداد النواة، نحصل على:

$$E_i = E_f \qquad \text{.............(1-12)}$$

حيث الطاقة النهائية $= E_f$ والطاقة الابتدائية $= E_i$

او:

$$E_i = K_i + P_i, \qquad E_f = K_f + P_f$$

حيث ان P ,K تمثل الطاقة الحركية والطاقة الكامنة لجسيمات الفا على التوالي، لذا فأن:

$$K_i + P_i = K_f + P_f \qquad \text{.............(1-13)}$$

فأذا كان جسيم الفا بعيداً عن النواة فأن طاقته الحركية تكون فقط $T\alpha$. وعندما يدنو الى اقرب مايمكن من النواة في التصادم الرأسي فأنه يمتلك عند تلك النقطة طاقة كامنة P_f فقط. لذا فأن.

$$T\alpha = P_f = 2eZe/D \qquad \text{.............(1-14)}$$

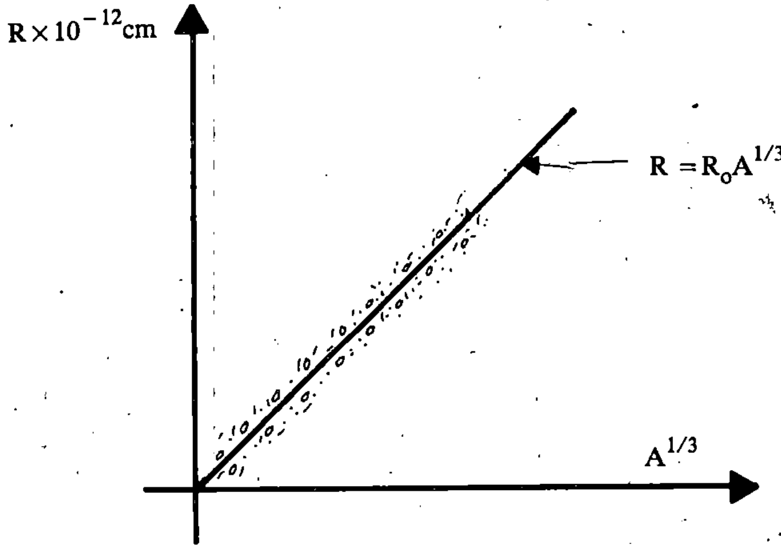
حيث 2e شحنة جسيم الفا و Ze شحنة النواة .

اذن

$$D = 2Ze^2/T_\alpha \qquad ....(1-15)$$

كما اجريت تجارب عديدة هي اكثر دقة وذلك بأستخدام استطارة جسيمات نووية كالبروتونات او النيوترونات ، وتعتبر استطارة البروتونات الساقطة على مواد مختلفة افضل طريقة لتعين نصف قطر النواة . الشكل (6-1) يوضح العلاقة الناتجة غن هذه التجربة ، وهو ان افضل تقريب لنصف قطر النواة يمكن التعبير عنه بالمعادلة التي اشتقت كأفضل خط مستقيم مرسوم لهذه النتائج .

$$R = R_o A^{1/3} \qquad ....(1-16)$$



الشكل (6-1) يوضح العلاقة بين نصف القطر A, R

حيث إن R_o يسمى بثابت نصف القطر ويأخذ القيم التالية معتمداً على طبيعة الجسيمة الساقطة. فأذا كان الجسم الساقط هو الفا فان قيمة R_o هي 1.4×10^{-13} cm ، اما اذا كان الجسيم الساقط هو الكترون فان قيمة R_o هي 1.2×10^{-13} cm .

من الممكن حساب قيمة نصف القطر بوحدات الفيرمي (F)(Fermi)
حيث $(1F = 10^{-13} cm)$

وعليه فأذا كانت النواة على شكل كرة مكونة من A من الجسيمات الصلبة فيمكن ان نحصل ومن المعادلة (1-16) على حجم النواة

$$V = 4/3 \pi R_o^3 A \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots(1\text{-}17)$$

بما ان $4/3 \pi R_o^3$ قيمة ثابتة فأن حجم النواة يتناسب طردياً مع العدد الكتلي A $(V \propto A)$ ولما كانت الكتلة التقريبية للنواة هي A/N_o (N_o عدد افوكادرو)، فأن الكثافة النووية تكون على وجه التقريب مساوية الى :

$$\rho = \frac{1}{4/3 \pi R_o^3 N_o} \simeq 10^{14} \text{ gm/cm}^3 \ldots\ldots\ldots\ldots(1\text{-}18)$$

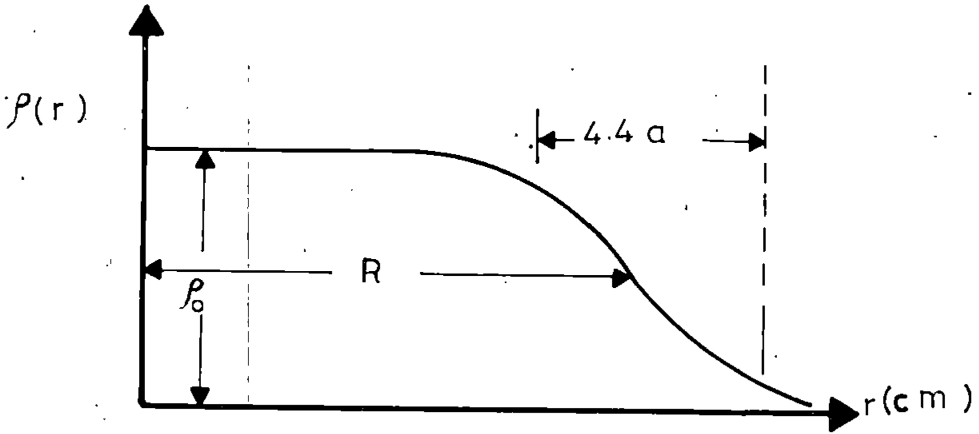
وتظهر هذه الحسابات البسيطة ان النواة عبارة عن وسط كثيف جداً وان المادة النووية غير قابلة للكبس.

1.4.3 توزيع الشحنة في النواة :

لقد اظهرت التجارب الدقيقة التي اجريت من قبل هوفشتادر (Hofstadler) واخرين في عام (1953) على ان كثافة الشحنة النووية لاتنتهي قطعياً عند نصف القطر R. ولكن يتميز تغيرها بالطابع المعطى بالشكل (7-1). ولقد افترض هوفشتادر ان هذه الكثافة تتغير عبر النواة حسب العلاقة :

$$(\rho/r) = \frac{\rho_o}{1 + e \times p[(r - R)/a]} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots(1\text{-}19)$$

حيث ان ρ_o تمثل كثافة النويات بالقرب من منتصف النواة وتساوي تقريباً 1.65×10^{44} nucleus/m^3 أو تساوي 0.165 nucleus/F . كذلك فأن R يمثل نصف القطر الذي تهبط فيه كثافة النويات بمعدل 50 بالمائة من المنتصف. a تمثل سمك سطح النواة وتساوي تقريباً (0.55 F) .



الشكل (7-1) تغير كثافة الشحنة النووية عبر النواة

1.5 البرم والزخم الزاوي النووي
(Spin and nuclear angular momentum)

لتفسير التركيب الدقيق للخطوط الظاهرة في متسلسلات الطيف لنوى بعض العناصر، وضع باولي فرضيته القائلة بأن نواة الذرة تبرم حول محور لها، وهذا البرم ناتج عن برم مكوناتها. حيث تملك البروتونات والنيوترونات برماً ذاتياً (interinsic.spin) له نفس العدد الكمي للالكترون (1/2) وبرم الزخم الزاوي (spin angular momentum) مساوٍ الى $\sqrt{1/2(1/2+1)}\hbar=\sqrt{3/2}\hbar$ ونتيجة لهذا البرم يتولد زخم زاوي للنواة (I) وهو كذلك عبارة عن مجموع زخوم مكوناتها. ان قيمة الزخم الزاوي تتمثل بالمعادلة :

$$I=\sqrt{i(i+1)}\quad\hbar$$

حيث $\hbar$ ثابت بلانك ويساوي $h/2\pi$ ، i عباره عن مجموع الاعداد الكمية النووية والتي تسمى بالبرم النووي. ان قيم i اما ان تكون اعداداً صحيحة او مضاعفات النصف الفردية، ووجد بالتجربة ان قيم i للعناصر او النظائر التي عددها الذري زوجي او فردياً وعددها الكتلي (A) فردياً يكون احد مضاعفات النصف الفردية (i =1/2, 3/2, 5/2,....) اما للعناصر او النظائر التي عددها الذري فردياً وعددها

الكتلي (A) زوجي تكون قيمة (i) اما صفراً او عدداً صحيحاً (i $=0,1,2,3,4,\ldots$) .

(1.6) العزم المغناطيسي للنواة (Magnetic moment of nucleus)

كلنا نعلم ان في الاطياف الذرية، تقاس العزوم المغناطيسية للذرات بوحدات مكنيتون بور U_B الذي يعرف بالعزم المغناطيسي المرافق للالكترون في حركته المدارية والذي يمتلك زخماً زاوياً قدره $(I\hbar)$. ان مقدار U_B تحسب من المعادلة :

$$U_B = \frac{e\hbar}{2m_eC} = 0.927 \times 10^{-23} \text{ joule/weber/m}^2 \ldots\ldots (1\text{-}20)$$

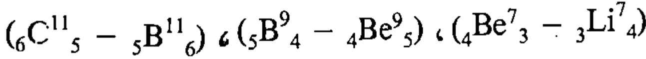
اما في حالة النواة، فأن حركة النويات داخل النواة سوف تولد عزوماً مغناطيسية نووية. والاكثر من هذا، اذا فرضنا ان توزيع الشحنة النووية متماثل كروياً، فالنواة سوف تولد عزماً ثنائي القطب فقط. ان العزوم المغناطيسية U_I تقاس بوحدات المكنيتون النووي U_N والذي يعرف بالمعادلة

$$U_N = \frac{e\hbar}{2m_pC} = \frac{U_B}{1836} \doteq 5.05 \times 10^{-27} \text{j/W/m}^2 \ldots\ldots\ldots (1\text{-}21)$$

حيث m_p كتلة البروتون التي تساوي 1836 مرة بقدر كتلة الالكترون. ان الاشارة الموجبة تعني ان اتجاه العزم المغناطيسي للنواة يكون في نفس اتجاه برم النواة. اما الاشارة السالبة فتعني ان اتجاه العزم المغناطيسي للنواة يكون في اتجاه معاكس للبرم. لقد وجد عملياً أن العزم المغناطيسي للبروتون مساوٍ الى $U_p = +2.79276\ U_N$ وليس مكنيتون نووي واحد كما كان متوقعاً، وهذا يعني ان توزيع الشحنة للبروتونات غير منتظمة. اما بالنسبة للنيوترون فأن العزم المغناطيسي له مساوٍ الى $U_n = -1.191315\ U_N$. وهذا يعني كذلك ان توزيع الشحنة للنيترونات غير منتظمة

1.7 النوى المرآتية Mirror Nuclei

تعرف النوى المرآتية بأنها النوى التي يكون فيها عدد النويات (n ucleons) بين اي نواتين متساوياً، اي ان العدد الكتلي A في احدهما مساوٍ الى العدد الكتلي A في الاخرى، وكذلك فأن عدد البروتونات Z في احدهما يكون مساوياً الى عدد النيوترونات N في الاخرى وكمثل توضيحي فأننا نأخذ ثلاثة نماذج من النوى المرآتية :

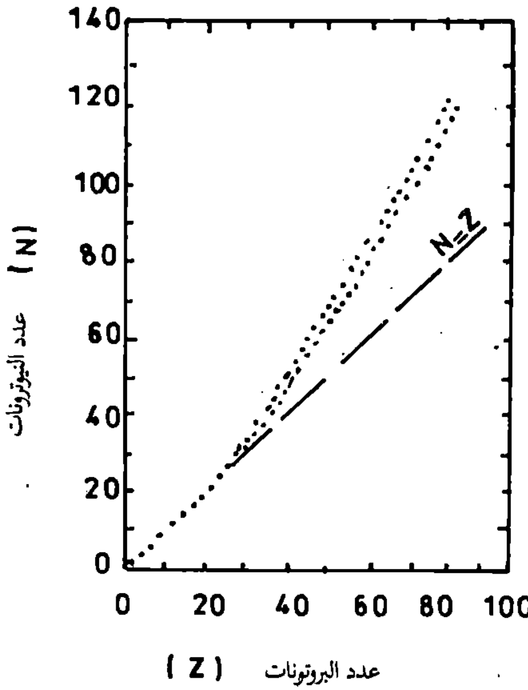


$({}_6C^{11}{}_5 - {}_5B^{11}{}_6)$ ، $({}_5B^9{}_4 - {}_4Be^9{}_5)$ ، $({}_4Be^7{}_3 - {}_3Li^7{}_4)$

ولتفسير ماورد في اعلاه فأن ${}_3Li^7{}_4$ فيه 7 نويات (3) بروتون و 4 نيوترون، اما ${}_4Be^7{}_3$ فأنه يحوي على 7 نويات 4 بروتون و 3 نيوترون. وسوف يتم شرح النوى المرآتية بصورة مفصلة عندما يتم شرح القوة النووية في الفصول القادمة.

1.8 استقرار النوى :

لو تفحصنا قيم N, Z للنوى المستقرة لوجدنا انها تتغير مع بعضها الاخر حسب ماهو موضح بالشكل (1-8)، والذي يظهر من هذا الشكل هو ان عدد النيوترونات في النوى المستقرة مساوياً لعدد البروتونات او اكثر منه. ففي حالة النوى الخفيفة تتجمع النوى على طول الخط النظري الذي يمثل N = Z . اما في حالة النوى الثقيلة فيكون تجمع النوى فوق هذا الخط. اي ان N اكبر من Z في النوى الثقيلة ويرجع ذلك لزيادة اهمية قوى كولوم فيها. كذلك يلاحظ ان عدد النيوترونات التي يمكن توفرها في النواة، ذات عدد ذري معين، مع حفاظها على استقراريتها محدوداً. فمثلاً، عنصر التن Sn الذي عدده الذري 50، يمكن لنواته ان تحوي عدداً من النيوترونات يتراوح بين 62 ,74 مع حفاظها على استقراريتها. وبتعبير اخر، فأن نواة عنصر التن لايمكن ان تحوي اقل من 62 نيوتروناً ولا اكثر من 74 نيوتروناً مع حفاظها على حالة الاستقرار. وللنوى الاخرى المستقرة يكون هذا المدى المسموح به لعدد



الشكل (8-1) منحني النيوترون ــ بروتون للنوى المستقرة

النيوترونات اضيق من ذلك. ومن الملاحظ كذلك من الوفرة النظامية للنوى المستقرة، ان النوى الزوجية في عدد البروتونات Z والزوجية في عدد النيوترونات N والتي تسمى عادة النوى الزوجية ــ الزوجية، اكثر استقراراً من غيرها وبالتالي اكثر وفرة من النوى الفردية ــ الزوجية او الزوجية ــ الفردية او الفردية ــ الفردية وهذه النتيجة اتية من طبيعة القوى النووية والتي تؤدي الى ترابط اقوى بين ازواج النويات المتماثلة الموجودة في نفس الحالة. ان هذا هو السبب في الترابط الفريد في تركيب جسيم الفا والذي اوردنا ذكره سابقاً. ان حالة الاستقرار العالي والوفرة العالية للنوى تحدث بصورة خاصة عندما يكون لها N او Z مساوياً للاعداد الصحيحة ,126 ,82 2 ,8 ,20 ,28 ,50 حيث تسمى هذه الاعداد بالاعداد السحرية magic numbers. وسوف نتطرق الى استقرار النوى بالتفصيل عن شرحنا للنماذج النووية بالفصل الثالث.



الفصل الثاني

التركيب النووي Nuclear Stracture

2.1 طاقة الربط النووية Nuclear binding energy

ان من بين الكميات المهمة جداً التي تتركز حولها الكثير من الدراسات هي الكتلة النووية (nuclear mass). وأن الفرق بين الكتلة النووية M(A,Z) ومجموع كتل مكونات النواة بصورة منفردة يطلق عليها بطاقة الربط الكلية للنواة (total binding enrgy) ويرمز لها B_{total} (A,Z). ويمكن تعريف طاقة الربط النووية بانها الشغل اللازم بذله لتفكيك النواة إلى مكوناتها؛ او هي الطاقة المتحررة عند تجميع نويّات منفردة مع بعضها. ان العلاقة التي تربط طاقة الربط النووية وكتلة النواة ومكوناتها يمكن كتابتها بالمعادلة التالية :

$$B_{tot.}(A,Z) = [Zm_p + Nm_n - M(A, Z)]c^2 \qquad ....(2\text{-}1)$$

حيث وجد ان طاقة الربط الكلية كمية تعتمد بصورة مباشرة على كل من (A و Z) وهذا يعني بان قيمتها تتغير من نواة الى اخرى؛ اما معدل طاقة الربط النووية $B_{(averge)}$ فيمكن ان نعرفها بانها : الشكل اللازم بذله لفصل بروتون او نيوترون واحد من النواة ، ويمكن تمثيلها كما يلي :

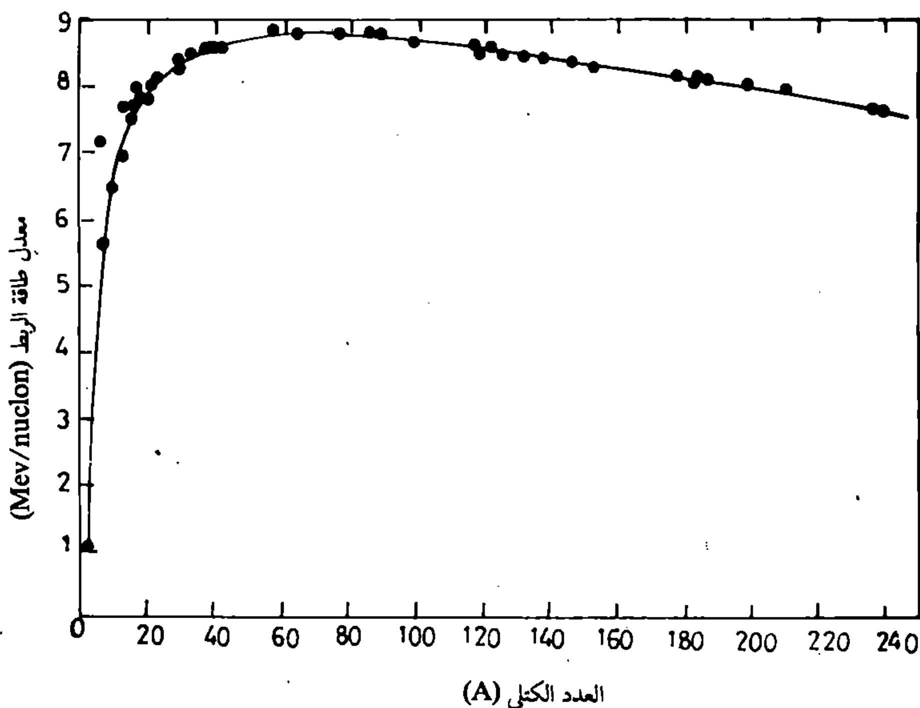
$$B_{av.} = \frac{B_{tot.}}{A} \qquad ....(2\text{-}2)$$

لقد وجد بان معدل طاقة الربط النووية هي اقل تغيراً من طاقة الربط الكلية، اما العلاقة بين معدل طاقة الربط النووية والعدد الكتلي (A) للنوى، فقد تم دراستها عملياً لعدد من النوى ووجد انها تتغير كما في الشكل (1-2). حيث ان اهم مايتصف به المنحنى في الشكل هو مايلي :

1 ــ من الواضح ان معدل طاقة الربط النووية B(ave) لايعتمد اعتماداً كبيراً على العدد الكتلي (A). فيما عدا النوى الخفيفة، حيث ان معدل طاقة الربط النووية تكون واطئة ثم تزداد بصورة سريعة مع العدد الكتلي.

2 ــ من الواضح ان النوى ذات العدد الكتلي المتوسط اي التي تقع في وسط الجدول الدوري هي اكثر استقراراً من تلك التي تقع على جانبيها، حيث يمثل معدل طاقة الربط للنويات في هذا الموقع اعلى قيمة له وهي حوالي 8.5 (MeV).

3 ــ يتميز التغير الحاصل في المنحني، الشكل (1-2) بنتوءات واضحة عندما تكون قيمة A اقل من 20 ($A < 20$) وهذا يعني ان النوى O^{16}, Be^{8}, c^{12}, He^{4} تملك طاقة ربط لنوّية واحدة اعلى من تلك التي تجاورها، وبذا فهي اكثر استقراراً منهم. والمقصود بالاستقرارية هنا، الاستقرار بالنسبة لخروج نوّية من النواة وليس غير. اي ان هذا لايعني انها مستقرة ضد انبعاث اشعاع اخر كاشعاع الفا مثلاً. وخير مثل على ذلك نواة ($_4Be^8$)، فهي اكثر استقراراً من نواة ($_4Be^9$)، لان معدل طاقة الربط فيها اعلى، ولكنها تنقسم تلقائياً باعثة جسيمتين من جسيمات الفا في حين ان النواة $_4Be^9$ مستقرة لاتنقسم تلقائياً. ان النتوءات التي يتميز بها الشكل (1-2) عند ($A < 20$) تدعونا الى الاعتقاد بان هناك ميل داخل النوى لتكوين مجاميع من جسيمات الفا. وبما ان طاقة ترابط النوّيات داخل جسيمة الفا عالياً جداً، ولكون طاقة ترابط جسيمات الفا مع بعضها ضعيفاً في هذه النوى ($A < 20$) فانه يصعب عليها اعطاء نوّية، الا انه من الممكن انبعاث جسيم الفا.



الشكل (2-1) يوضح العلاقة بين معدل طاقة الربط (B_{total}/A) والعدد الكتلي A، بالنسبة لنوى مختلفة.

4 ـــ ان الثبوت التقريبي لمعدل طاقة الربط النووية، يدل على ان النوّية في النواة غير مرتبطة بالتساوي بالنويات الاخرى. او بالاحرى، القوة النووية بين النوّيات لاتتعدى في تأثيرها النوّيات المجاورة. وهذا يعني ان القوة النووية هي قوة قصيرة المدى ومشبعة والمقصود بذلك ان طاقة الربط بين واحدة من النويات وبقية مكونات النواة تصل قيمتها النهائية عندما يتوفر عدد معين من النوّيات في النواة. والذي يظهر من الشكل (2-1) انه عند توفر اربع نوّيات تقريباً في النواة تحصل حالة الاشباع.

5 ـــ ان التناقص الملاحظ في قيمة معدل طاقة الربط للنوى الثقيلة (A>140) تأتي من زيادة تأثير قوة كولوم التنافرية داخل هذه النوى.

مثال :

احسب طاقة الربط الكلية ومعدل طاقة الربط لنويات نواة ذرة الاوكسجين $_8O^{16}$.

الحل :

ـــ ان نواة ذرة الاوكسجين تحوي على (8) بروتونات و (8) نيوترونات

ـــ كذلك نعلم ان :

كتلة ذرة الاوكسجين المتعادلة = 16.000 (amu) وحدة الكتل الذرية

وكتلة ذرة الهيدروجين المتعادلة = 1.00814 (amu) وحدة الكتل الذرية

وكتلة الالكترون = 0.00055 (amu) وحدة الكتل الذرية

لذا فان لحساب كتلة البروتونات والنيوترونات نتبع مايلي :

١ــ كتلة (8) بروتونات = $8(1.00814 - 0.00055)$

٢ــ كتلة (8) نيوترونات = $8\,(1.00899)$

بالجمع

كتلة النوّيات الكلية تساوي = $16.13704 - 8(0.00055)$

وكتلة نواة الاوكسجين $_8O^{16}$ = $16.000 - 8(0.00055)$

فرق الكتل يساوي = 0.13704 (amu)

وهذا يعني ان طاقة الربط الكلية تساوي 0.13704 (amu) وبما انه يمكن تحويل وحدات الكتل الذرية الى وحدات (MeV) وذلك من العلاقة

$$1\text{ amu} = 931.14\text{ MeV/amu}$$

اذن طاقة الربط الكلية تساوي (127.5 MeV).

ومعدل طاقة الربط :

$$B_{ave} = \frac{B_{total}}{A} = \frac{127.5}{16} = 7.97\text{MeN}$$

كذلك نستطيع حساب طاقة الربط الكلية مباشرة من معادلة (1-2) وكما يلي :

$$
\begin{aligned}
B_{total}(A,Z) &= [Zm_p + Nm_n - M(A, Z)]c^2 \\
&= 8\,(1.00759) + 8(1.00899) - 16.0000 \\
&= 0.13704 \text{ amu} \\
&= 127.5 \text{ NeV}
\end{aligned}
$$

2.2 طاقة الفصل النووية Nuclear Separation energy

تمثل طاقة الفصل النووية الشغل اللازم لفصل بروتون واحد ، نيوترون واحد او جسيم الفا من نواة ذرة ما ، وهذه الطاقة كذلك تساوي الطاقة التي تتحرر عندما يضاف احد هذه الجسيمات الى النواة نفسها .

وعند فصل نيوترون واحد من نواة الذرة ، فان عد النوّيات ينقص بمقدار (1) ويكون العدد الكتلي للنواة مساوياً الى (A-1) . اما في حالة فصل بروتون من النواة فان عدد النوّيات ينقص بمقدار (1) ، وبذلك يصبح العدد الكتلي للنواة مساوياً الى (A-1) وكذلك شحنة النواة مساوية الى (Z-1) .
اذن يمكن كتابة معاذلة طاقة الفصل النووية لكل من جسيمات النيوترونات ، البروتونات وجسيمات الفا كما يلي :

$$
\begin{aligned}
S_n &= [M(A-1,Z) + M_n - M(A,Z)]c^2 \\
S_p &= [M(A-1,Z-1) + M_p - M(A,Z)]c^2 \qquad \text{..........(2-3)} \\
S_\alpha &= [M(A-4,Z-2) + M_\alpha - M(A,Z)]c^2
\end{aligned}
$$

كذلك يمكن كتابة جميع طاقات الفصل النووي بدلالة طاقة الربط الكلية كما يلي :

$$
\begin{aligned}
S_n &= B_{total}(A,Z) - B_{total}(A-1,Z) \\
S_p &= B_{total}(A,Z) - B_{total}(A-1, Z-1) \qquad \text{.............(2-4)} \\
S_\alpha &= B_{total}(A,Z) - B_{total}(A-4, Z-2) - B_{total}(4,2) \qquad \text{.....(2-5)}
\end{aligned}
$$

2.3 القوة النووية Nuclear force

2.3.1 طبيعة القوة النووية

هناك عدد من القوى الاساسية المعروفة لدينا والموجودة في الطبيعة مثل قوى الجذب والقوى الكهرومغناطيسية، والقوى الضعيفة (انحلال بيتا)، وبالاضافة الى هذه القوى هناك قوة اخرى جديدة ومهمة جداً هي القوة النووية المسؤولة عن ربط مكونات النواة مع بعضها. لقد جرت محاولات عديدة لفهم القوة النووية او المجال النووي وذلك بعد ظهور فرضية احتواء النواة على البروتونات والنيوترونات (فرضية البروتون ــ نيوترون). لقد كان السؤال المطروح انذاك هو كيف ان البروتون والنيوترون مترابطان مع بعضهما داخل النواة ؟ وستكون الاجابة على هذا السؤال من خلال شرحنا لخواص القوة النووية والنظريات المتعلقة بها.

2.3.2 خواص القوة النووية

1 ــ ان القوة النووية هي قوة تجاذب شديدة بين نويتين داخل النواة اي بين (بروتون وبروتون، نيوترون ونيوترون، او بروتون ونيوترون) وهذه القوة هي التي تحافظ على استقرارية النواة، بصورة عامة. ففي النوى الثقيلة مثلاً نلاحظ ان القوة النووية هي اعظم من قوة التنافر الكولومية بين البروتونات والا لما كانت هناك نوى ثقيلة. وبالمقابل يجب ان تكون هناك قوة تنافر بين النوّيات عند مسافات صغيرة جداً حيث تعمل هذه القوة (قوة التنافر) بصورة واخرى للحيلولة دون تصادم النوّيات وتمركزها في نقطة واحدة كجسيم واحد.

ان المدى المؤثر للقوة النووية بين اي نويتين صغير جداً، اذن من المممكن القول بان هذا التأثير بين النوّيات المجاورة لبعضها البعض فقط.

2 ــ القوة النووية مشبعة، عندما نتكلم عن اشباع القوة النووية، نقصد بان النوّية الواحدة داخل النواة يمكنها ان تتعامل (Interaction) بقوة فقط مع عدد محدد من النوّيات المحيطة بها. وللتعرف على هذا نعود الى شكل (2-1) الذي يربط بين معدل طاقة الربط النووية والعدد الكتلي A. حيث

يمكننا القول بان معدل طاقة الربط النووية هي (8MeV/nucleon) ومن هذا نستنتج ان معدل طاقة الربط النووية (BE) تساوي كمية ثابتة او ان (BE∝A) وهذا يعني ان القوة النووية مشبعة .

3 ــ القوة النووية التي تربط بين النوّيات داخل النواة لاتعتمد على الشحنة و لا على نوع النوية. اي بمعنى اخر ان القوة النووية التي تربط بين بروتونين (p-p) او نيوترونين (n-n) او بروتون ونيوترون (p-n) متساوية ، اي عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة اطلاقاً.

2.4 تفسير القوة النووية

2.4.1 نظرية الميزون (meson theory)

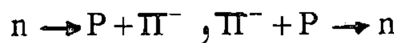
جميع القوى الفيزياوية اشتقت من نظرية المجال الكمي ، حيث فسرت هذه النظرية كل من القوة الكهرومغناطيسية وقوة الجذب ، معتمدة في كل الحالات على تبادل جسيمة اطلق عليها «جسيم المجال » . فكان الفوتون في الحالة الاولى والجذب في الحالة الثانية يشبه الفوتون له كتلة صفر وينتقل بسرعة الضوء. اما في حالة القوة النووية فنلاحظ انها كذلك قد اشتقت من نظرية المجال ، حيث اقترح العالم الياباني H. Yukawa في عام 1935 بان النوّيات مربوطة في النواة بمجال جديد يختلف عن المجال الكهربائي الذي يربط الالكترون بالذرة . وقد إفترض ياكاوا بان هذا المجال يكون محمولاً بواسطة « كم » (Quantum) بنفس الطريقة التي يكون فيها المجال الكهربائي محمولاً بواسطة الفوتون . وبما ان المسافة بين اي نويتين صغيرة ، فأن الفوتون المقترح يكون له طول موجي صغير ناتج عن طاقته العالية. لذلك فسر ياكاوا هذا الكم في المجال النووي على انه جسيمة خيالية كتلتها تقريباً متأمورة بقدر كتلة الالكترون وان كل نوية ترى النوّية الاخرى بهذا الكم المتبادل . وقد اوضحت جميع التجارب على ان هذا الكم يظهر بثلاث صور (المتعادل ، السالب الشحنة والموجب الشحنة) وقد اطلق بعد ذلك على المتعادل بالبايون المتعادل π° والسالب بالبايون السالب π^{-} والموجب بالبايون الموجب π^{+}، وان كتلة السكون لكل واحد منهم هي (139.6) MeV, (135) MeV و (139.6) MeV على التوالي .

ولتوضيح الصورة اكثر يجدر بنا ان نرى طريقة التعامل بين هذه النويات والتي ربما تعطي النتائج التالية وذلك من خلال انتقال π° و π^{+} من نوّية الى اخرى :

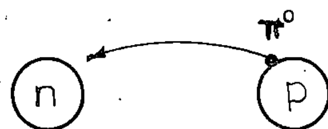
١ــ التعامل نتيجة الانتقال π° كما في شكل (2-2 a)



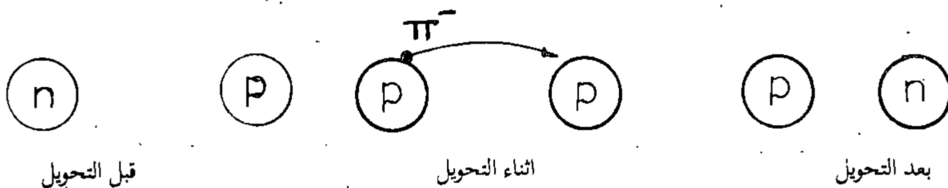
٢ــ التعامل نتيجة لانتقال π^{-} كما في شكل (2-2 b)







(a)



(b)

شكل (2-2) (a) التعامل يحدث بين بروتون ونيوترون في حالة تحويل π° لايحدث تغير في الشحنة. (b) التعامل يحدث بين بروتون ونيوترون في حالة تحويل π^{-} يحدث تغير في الشحنة.

ان الطاقة المبذولة ΔE عند انتقال الـ π ميزون من نوّية الى اخرى داخل المجال يمكن حسابها من كتلة الـ π ميزون :

$\Delta E \simeq M_{\pi} C^2$ ....

اذن فان مثل هذا الضياع بالطاقة لم يستمر اكثر من وقت محدد Δt والذي هو وقت عودة الجسيمة مرة ثانية للنوّية الاصلية حيث يمكن حسابه ايضاً من مبدأ عدم الدقة وبذلك يكون :

$$\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{M_{\pi}C^2} \qquad \text{.................(2-7)}$$

ولو فرضنا ان الـ π ميزون ينقل بسرعة تقترب من سرعة الضوء (c) فاننا نجد ان ابعد مسافة يصلها في ذلك الوقت هي :

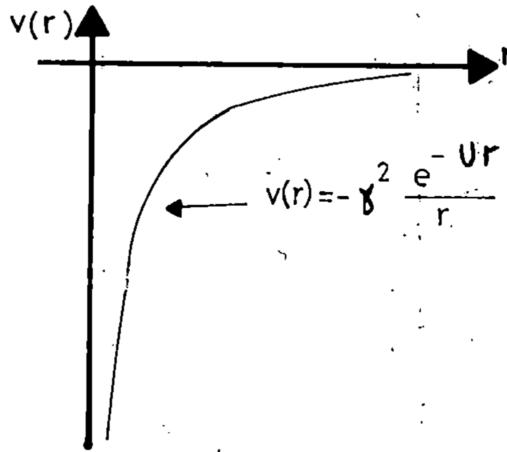
$$r = c\Delta t = \frac{\hbar}{M_{\pi}c} = \frac{1}{u} \qquad \text{..................(2-8)}$$

اذن هذا هو مدى القوة النووية ، وقد وجد حسابياً انه يساوي تقريباً 1.4F $(1.4 \times 10^{-13} cm)$ وهذا يعني ان هناك تطابقاً جيداً مع الشرح السابق .

ومن الممكن وبحسابات بسيطة حسب نظرية مجال الميزونات ان نعطي صورة واضحة عن شكل طاقة الجهد للتعامل بين نويتين :

$$V(r) = -\gamma^2 \frac{e^{-ur}}{r} \qquad \text{................(2-9)}$$

حيث γ مقدار ثابت و u تعرف بالمعادلة (2.8) . وان الشكل (2-3) يوضح الجهد الذي تم وضعه من قبل العالم ياكاوا عام 1937 وعرف بعد ذلك بجهد ياكاوا ، (yakawa potential) .



شكل (2-3) حاجز جهد ياكاوا

2.5 حاجز الجهد النووي Nuclear Potential energy

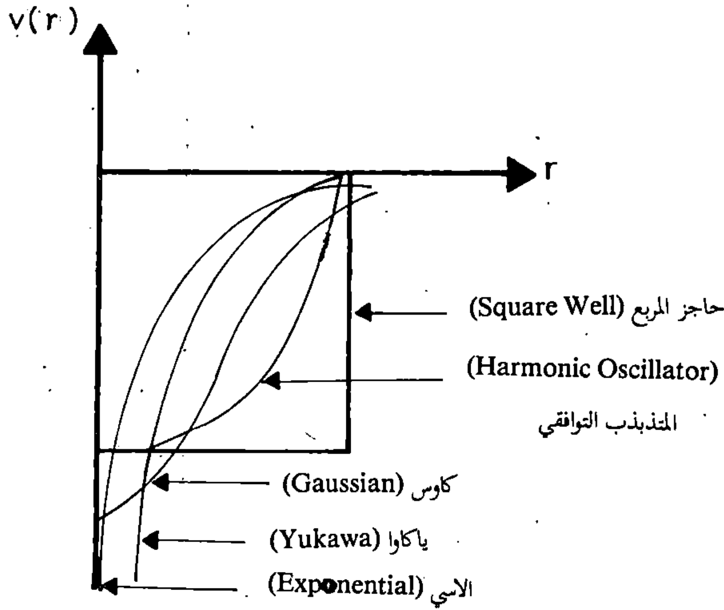
بما ان الجهد يمثل القوة، ففي حالة النواة تكون القوة التي تؤثر بواسطة احدى النوّيات على الاخرى ومعدل القوة النووية على نوّية واحدة من قبل النويات الاخرى هي بمثابة الجهد النووي. ولتوضيح شكل حاجز الجهد النووي يجب ان يتوفر عاملان الاول هو عمق حاجز الجهد والذي يطلق عليه (V_o) والثاني مدى القوة النووية (α) الذي تهبط فيه قيمة الجهد بصورة مفاجئة الى الصفر. وسوف نستعرض بعض الجهود المستخدمة لتفسير القوة والتعامل النووي بين النويات. وهي مثلاً (1) حاجز المربع (2) حاجز المتذبذب التوافقي (3) التوحيد بين حاجز المربع وحاجز المتذبذب التوافقي (4) حاجز كاوس (5) الحاجز الاني (6) حاجز ياكاوا. شكل (2-4) يضم اشكال جميع الجهود اعلاه.

ان ابسط الجهود اعلاه هو حاجز الجهد المربع حيث تكون قيمة

$V(r) = -V_o$ عندما $r \leqslant$

او $= 0$ عندما $r >$

من تجارب الاستطارة بواسطة جسيمات ذات طاقة عالية يظهر ان هناك جزءاً مركزياً للتنافر يقع بين مركز القوة، حتى اذا اعتبرنا بصورة عامة ان تأثير القوة

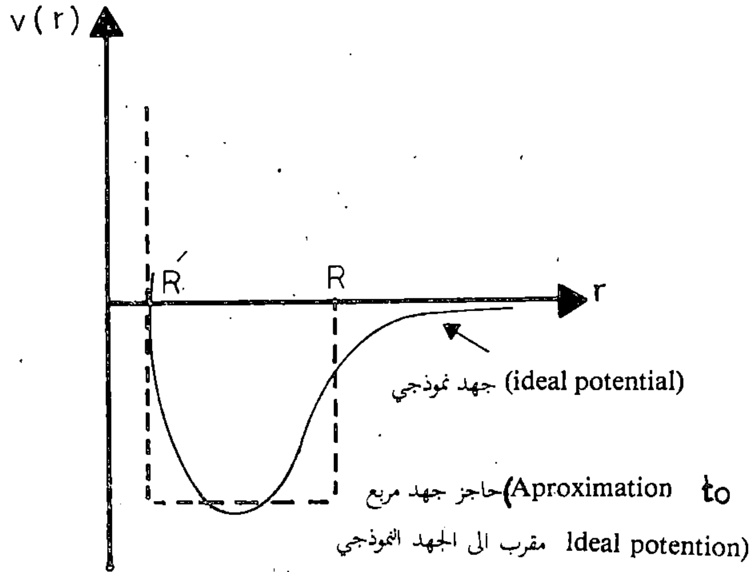


شكل (4-2) الجهود المستخدمة لتفسير القوة النووية

النووية كقوة جذب. فاذا لم تكن هناك قوة تنافر في الجزء المركزي فان النواة سوف تتجمع في حجم معين من النواة مساوي الى مدى القوة النووية. وهذا غير ممكن، لان حجم النواة عبارة عن دالة للعدد الكتلي من خلال المعادلة $R = R_0 A^{1/3}$. وكما موضح بالشكل (5-2) فان قوة التنافر في الجزء المركزي ستكون اقل من مدى القوة النووية. وعلى كل حال طالما نتعامل مع طاقات واطئة سوف نهمل قوة التنافر في الجزء المركزي ونستعمل للتبسيط حاجز الجهد المربع.

2.6 القوة النووية بين نويتين (الديتريوم) (Deuterium)

كما اوضحنا في الفقرة السابقة (5-2) من ان القوة النووية التي تربط بين النويات في النواة لاتعتمد على شحنة النواة ولا على نوعها. أذن من الممكن الحصول على معلومات كثيرة حول طبيعة هذه القوة وذلك من دراسة نواة الديتروويم $({}_1H^2)$ والتي تحوي على بروتون واحد ونيوترون واحد فقط.



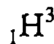
شكل (2-5) الجهد النووي V(r) له قوة تنافر في الجزء المركزي عندما r<R´ وجهد تجاذبي بين $r = R´$ و $r = R(=\alpha)$. محصلة التأثير هي جهد تجاذبي

ان القوة الرابطة او قوة الربط للنيوترون والبروتون يؤشر في أن هناك تعامل نووياً (Nuclear Interaction) بين البروتون والنيوترون وهو ناتج عن تجاذب بينهما .

وباستخدام الحسابات البسيطة وجد بان طاقة الربط للديتروبوم هي (2.23 MeV) وكذلك مدى القوة النووية المؤثر في حدود 1.3×10^{-13} cm . اذن من الممكن فهم هذا التعامل النووي بين البروتون والنيوترون على اساس حاجز الجهد (Potential well) سمكه 1.3×10^{-13} cm وكذلك فان العمق المؤثر لهذا الحاجز وجد مساوياً تقريباً الى 3o MeV . وللمقارنة، نستطيع توضيح النقطة اعلاه من خلال المثال التالي حيث اخذت النواتان تريتيوم $_1H^3$ والهليوم $_2He^3$، حيث تحوي الاولى برتوناً واحداً ونيوترونين بينما تحوي الثانية برتونين ونيوتروناً واحداً .

ولحساب طاقة الربط في كل منهما وتأثير القوة الكولومية عليها نتبع الطريقة التالية :

اولاً : تحسب كتل مكونات النواة كما يلي

 $_2He^3$  $_1H^3$

$1p + 2n$	$2p + 1n$
$= (1.008145) + 2(1.00897)$	$= 2(1.008145) + (1.008987)$
$= 3.026119$ amu.	$= 3.025277$ amu.

ثانياً : يحسب الفرق بين كتلة النواة الاصلية وكتلة مكوناتها :

$= 3.026114 - 3.016997$	$= 3.025277 - 3.016977$
$= 0.00913$ amu	$= 0.0083$ amu
$= 8.49$ MeV	$= 7.73$ MeV

من المثل اعلاه يبدو ان طاقة الربط للهليوم ($_2He^3$) اصغر من طاقة الربط للتريتيوم ($_1H^3$) وذلك بسبب قوة كولوم المتولدة نتيجة وجود بروتونين داخل نواة الهليوم .

ثالثاً : ولحساب هذه القوة نعتبر المسافة بين البروتونين مساوية الى :

$$R = R_o A^{1/3}$$

و

$$E_c = e^2/R$$

حيث E_c القوة الكولومية .

$$= \frac{(4.8 \times 10^{-10})^2}{1.3 \times 10^{-13} (3)^{1/3}} \text{ erg}$$

$$= \frac{23 \times 10^{-20}}{1.9 \times 10^{-13} \times 1.6 \times 10^{-6}} \text{ MeV}$$

$$\mp 0.77 \text{ MeV}$$

واذا اعتبرنا عدم وجود قوة كولوم في نواة الهليوم $2He^3$ فانا نتوقع ان تكون طاقة الربط لها :

$$0.77 + 0.73 = 8.5 \text{ MeV}$$

والنتيجة المتقاربة بين طاقة الربط في كل من $_2He^3$ و $_1H^3$ توضح ان القوة النووية لاتعتمد على الشحنة ولا على نوع الشحنة .

الفصل الثالث

النماذج النووية NUCLEAR MODELS

3.1 نموذج قطره السائل ومعادلة الكتلة شبه التجريبية
Liquid drope model and semiempirical mass formula

لقد أشرنا في الفقرة (1-4-1) بأن كتلة النواة تساوي مجموع كتل مكوناتها تقريباً وأن هذا الفرق فسر بعد ذلك نتيجة الى طاقة الربط لمكونات النواة، لذا يمكن كتابة كتلة النواة كما يلي:

$$M(A, Z) = Zm_p + Nm_n - B \qquad \text{.............(3-1)}$$

حيث تمثل B طاقة الربط بوحدات الكتل. فأذا كان بالأمكان حساب قيمة B من معادلة عامة، فيصبح من الممكن أيجاد قيم كتل النواة نظرياً وقبل الدخول في موضوع العلاقة بين الكتلة النووية وطاقة الربط النووية، نعيد ماسبق ملاحظته من أن طاقة الربط الكلية للنواة تتناسب مع العدد الكتلي A (اي عدد النوّيات في النواة). وأن العلاقة بين طاقة الربط الكلية وعدد النوّيات المتماسكة قد وجد لها تفسيراً بسيطاً وذلك من خلال النموذج النووي الذي أطلق عليه نموذج قطره السائل (Liquid drop model) الذي أقترح من قبل فون وايسكر ونلس بور عام 1935 .

وحسب هذا النموذج فقد تم تصور الربط بين النوّيات مشابهاً الى ربط جزيئات السائل. ففي حالة السائل تكون طاقة الربط الكلية متناسبة مع كتلة السائل، فأذا كانت كثافة السائل ثابتة، نجد أن طاقة الربط الكلية للسائل تتناسب مع حجمه.

أن تصور النواة كقطرة سائل متجانسة الشحنة وغير قابلة للأنكباس هو من أكثر النماذج شمولاً وتطبيقاً وتفسيراً خاصة لظاهرة الانشطار النووي. لقد تمكن وايسكر فيما بعد من أشتقاق معادلة شبه تجريبية لحساب قيمة طاقة الربط B. حيث أفترض أن قيمة B تحددها عوامل عديدة مؤثرة أي أن $(B = B_1 + B_2 + B_3 \ldots)$ وسوف نتكلم عنها بالتفصيل.

من أهم العوامل المؤثرة:

3.1.1 الطاقة الحجمية: Volume energy

بما أن معدل طاقة الربط هو ذو قيمة ثابتة تقريباً، لذلك فأن طاقة الربط الكلية تتناسب مع A ومن ثم تتناسب مع حجم النواة

$$B_{averge} = \frac{B}{A} \simeq K \; (\text{ثابت})$$

$$\therefore B_v \propto A = a_v A \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots(3\text{-}2)$$

حيث a_v ثابت ممكن أيجاده تجريبياً.

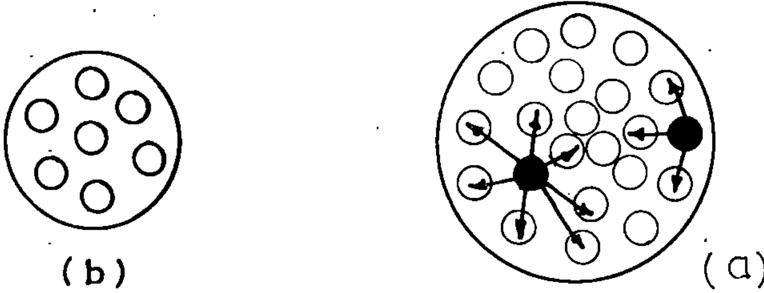
الطاقة الحجمية B_v تمثل أكبر مشاركة لقيمة B وهي بذلك تزيد من طاقة الربط الكلية للنواة أو تزيد من أستقرارية النواة وبالتالي فهي ذات قيمة موجبة.

3.1.2 الطاقة السطحية: Surface energy

طاقة الربط تتناسب مع المساحة السطحية للنواة ومن ثم مع نصف قطر النواة R^2 أو مع $A^{2/3}$.

$$B_s \propto R^2 \propto R_o^2 A^{2/3}$$
$$\therefore B_s = -a_s A^{2/3}$$

أي أن النويات الواقعة قرب سطح النواة تكون محاطة بعدد أقل من النوّيات وبذلك تكون ضعيفة الربط بعكس تلك التي في الداخل فأنها تكون محاطة من جميع الجوانب شكل (3-1). أن هذه الحالة تسبب نقصاناً في طاقة الربط للنوّيات على السطح وبذلك تكون قيمتها سالبة.



الشكل (3-1)

النوى التي في داخل النواة تكون متجانسة من جميع الجهات وبالتالي فهي مربوطة بشدة مع بعضها، بينما تلك التي على السطح فهي ليست مربوطة بشدة كما هو موضح في (a). في النوى المتوسطة والثقيلة (a) تكون نسبة النوّيات على السطح على المجموع الكلي للنوّيات أصغر بكثير منه في النوى الخفيفة(b) وهذا يعني أن طاقة الربط الكلية في النوى المتوسطة والثقيلة أصغر منه في النوى الخفيفة.

$$\frac{\text{النوّيات على السطح}}{\text{المجموع الكلي للنوّيات}} = \frac{12}{22} = 0.55$$ بالنسبة للنوى الثقيلة.

$$= \frac{6}{7} = 0.86$$ بالنسبة للنوى الخفيفة.

3.1.3 طاقة كولوم : Coulomb energy

أي بروتون في النواة يتعامل مع البروتونات الأخرى بطاقة جهد كهرومغناطيسية E_c معطاة بالمعادلة

$$E_c = K \frac{e^2}{r} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3-4)$$

حيث $K = 1/4\pi\epsilon_o$

فأذا أعتبرنا $r = 3\times10^{-15}$ (m) ، التي تمثل معدل المسافة بين إي نويتين . نجد أن قيمة (Ec = 1/2 MeV) وهذه الطاقة صغيرة أذا ماقورنت بمعدل طاقة الربط (8Mev) أن تأثير طاقة كولوم ليس مهماً في النوى الخفيفة، لكن في النوى الثقيلة (Z كبيرة) تصبح القوة الكهرومغناطيسية مهمة وتكون قيمتها الكلية معتمدة على عدد أزواج البروتونات أي Z(Z-1)/2i وعكسياً على نصف قطر النواة R . أي أن الطاقة الكولومية تساوي .

$$E_c = K \frac{(Ze)^2}{R}$$

أو

$$B_c = -a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3-5)$$

حيث $R = R_o A^{1/3}$ و $a_c = \frac{3}{5} \cdot \frac{e^2}{R_o}$

أن طاقة الربط في النواة تقل نتيجة التنافر الكولومي بين البروتونات وبذلك تكون قيمتها سالبة .

3.1.4 طاقة عدم التماثل (زيادة النيوترونات) Asymmetry energy

لوحظ أن النسبة بين عدد البروتونات وعدد النيوترونات في النوى الخفيفة المستقرة تساوي واحداً ، أي أن (N = Z) . ووجد أن هذه القيمة تتغير في العناصر الأثقل حيث تكون أستقراريتها أقل نسبياً (N ≠ Z) كما في الشكل (7-1) . أن الزيادة الحاصلة بعدد النيوترونات على البروتونات يدل على محاولة النواة على ثبوت أستقراريتها والتغلب على قوة كولوم فيها .

أن الفرق بين النيوترونات والبروتونات في النواة يساوي (N-Z) أو (A-2Z). وهذا الفرق أو الزيادة يتناسب مع عدد النيوترونات الفائضة مقسوماً على العدد الكتلي :

$$\text{الفرق} \propto \frac{(A-2Z)^2}{A}$$

أو

$$B_a = -a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} \qquad \text{.............(3-6)}$$

يطلق على $a_a\,(A-2Z)^2/A$ بمعامل التماثل (Symmetry Coefficient) ، حيث a_a ثابت التناسب. أن معامل التماثل ذو قيمة سالبة لأنه يسبب نقصاناً في الطاقة الترابطية للنواة .

3.1.5 طاقة الأزدواج : Coupling energy

من خلال دراستنا لموضوع أستقرار النوى تبين أن النوى الأكثر أستقراراً وأكثرها وفرة في الطبيعة هي التي تحتوي على أعداد زوجية بالنسبة الى قيم Z, N . والجدول التالي يوضح توزيع النوى المستقرة حسب أعداد N و Z .

عدد البروتونات (Z)	عدد النيوترونات (N)	A	العدد الكلي
زوجي	زوجي	زوجي	166
زوجي	فردي	فردي	56
فردي	زوجي	فردي	51
فردي	فردي	زوجي	5

وعليه فأن النوى الزوجية ــ زوجية هي أكثر النوى وفرة وأستقراراً وهذه نتيجة متأتية من طبيعة القوى النووية التي تؤدي الى ترابط أقوى بين أزواج متماثلة من النوّيات الموجودة في نفس الحالة. وهذا هو السبب في الترابط الفريد في تركيب جسيم الفا. لذلك يمكن أضافة أو طرح قيمة تصحيحية لطاقة الربط النووية في حالة أحتواء النوى على أعداد زوجية أو أعداد فردية على التوالي، ويطلق على هذه القيمة بعامل الأزدواج (Coupling coefficient) حيث يرمز له عادة بـ (δ).

تكون قيمة عامل الأزدواج موجبة في حالة أحتواء النواة على N عدد زوجي و Z عدد زوجي، وسالبة في حالة أحتواء النواة على N عدد فردي و Z عدد فردي، وصفراً في حالة احتواء النواة على N عدد فردي و Z عدد زوجي أو بالعكس. وبصورة عامة يكون التأثير على طاقة الربط كما يلي:

نوى زوجية ــ زوجية $+\delta$

نوى فردية ــ زوجية أو بالعكس $B_p = 0$

نوى فردية ــ فردية $-\delta$

قيمة δ يمكن حسابها تجريبياً ووجد أن قيمتها تظهر كما يلي:

$$\delta = a_p A^{-3/4} \quad \text{.............. (3-7)}$$

حيث a_p تحسب تجريبياً أيضاً.

الخلاصة: Summary

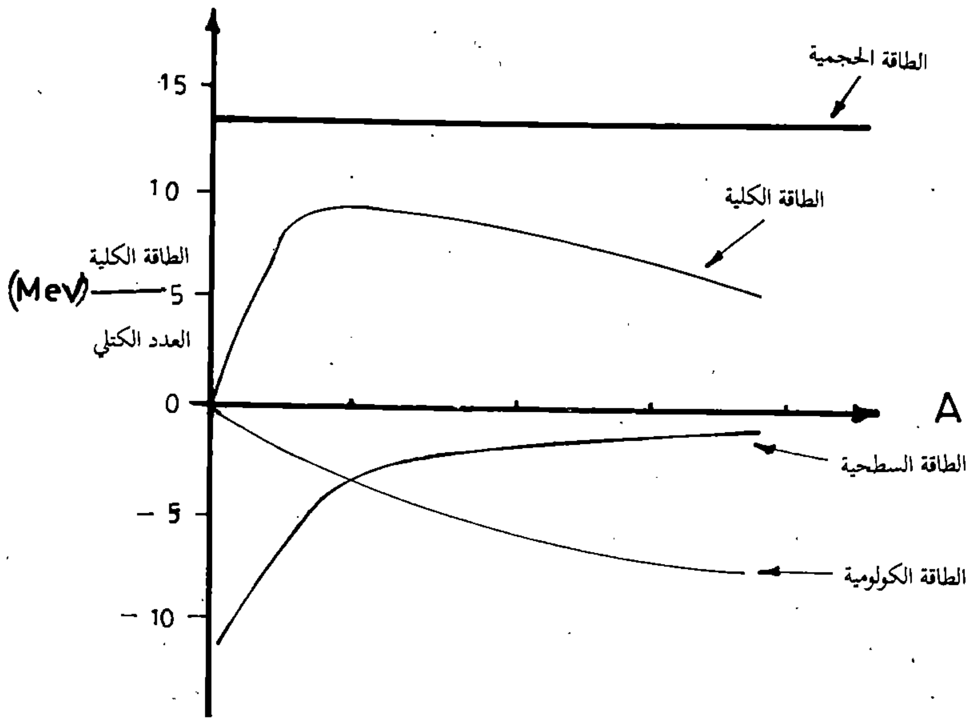
بجمع كل قيم Bi التي تم ايجادها بمعادلة الكتلة (3-1)، نحصل على معادلة الكتلة الشبه تجريبية الكلية.

$$M(Z,A) = Zm_p + Nm_n - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c Z^2/A^{1/3} + a_a (A-2Z)^2/A + \begin{cases} +a_p A^{-3/4} \\ 0 \\ -a_p A^{-3/4} \end{cases} \quad \text{.............. (3-8)}$$

أستخدمت طرق عديدة لأيجاد قيم الثوابت a_p, a_a, a_c, a_s, a_v وذلك بأيجاد أفضل تطابق لقيم الكتل عندما توضع في معادلة الكتلة حيث أن قيمتها كالآتي:

$$a_v = 1.51 \times 10^{-2}\ \text{amu} = 14.1\ \text{MeV}$$
$$a_s = 1.40 \times 10^{-2}\ \text{amu} = 13\ \text{MeV}$$
$$a_c = 6.39 \times 10^{-4}\ \text{amu} = 0.595\ \text{MeV}$$
$$a_a = 2.04 \times 10^{-2}\ \text{amu} = 19\ \text{MeV}$$
$$a_p = 3.6 \times 10^{-2}\ \text{amu} = 33.5\ \text{MeV}$$

من الممكن توضيح المشاركة الفعالة لكل من الطاقة الحجمية والطاقة السطحية وطاقة كولوم الى معدل طاقة الربط للنووية الواحدة في الشكل (2-3) .



شكل (2-3) المشاركة الفعالة لكل من الطاقة الحجمية والطاقة السطحية وطاقة كولوم الى معدل طاقة الربط للنووية الواحدة .

3.2 نموذج القشرة : Shell Model

إن نموذج قطره السائل لم ينجح في تفسير بعض المعطيات الدقيقية الخاصة بتركيب النواة. مثال ذلك ، السبب في أستقرار النواة ؟ وما هي القوة النووية التي تربط هذه النوّيات داخل النواة الواحدة ؟

لقد تم سابقاً تطبيق الميكانيك الكمي في بناء هيكل الذرة ووجد بالضبط كيف أن مدارات الذرة تكون مملوءة بالألكترونات حسب $2n^2$ حيث n هو عدد صحيح ، أن المدارات الألكترونية تكون مملوءة بالألكترونات. للعناصر التي فيها =Z) (2, 10, 18, 36, 54 حيث تمثل هذه العناصر (He, Ne, Ar, Kr, Ze) ويطلق عليها بالعناصر الخاملة (inactive elements) أما الأعداد أعلاه فيطلق عليها الأعداد السحرية الذرية (Atomic Magic number) . ماذا الأن عن النواة ، هل هي كذلك تخضع للنموذج المداري ؟

أن بعض الدراسات على شكل معدل طاقة الربط وكذلك خواص بعض النوى أوضحت أن النوّيات داخل النواة مرتبطة كذلك على شكل مدارات شبيهة بمدارات الكترونات الذرة ، وقد سميت هذه بالتركيب القشري أو تركيب المستويات والذي تكون فيه بعض القشرات مغلقة بسبب أستقرار النواة بعدد معين من النوّيات .

إن أول من تقدم بفكرة وجود القشرة النووية المغلقة هو العالم أيلنساسر (W. Elasser) عام 1934 بعدها عرض ماير (M. Mayer) بعض الحقائق التجريبية تؤيد وتسند هذه الفكرة . وقد أوضحت جميع هذه الحقائق بأن أستقرارية النواة العالية تحدث عندما يكون عدد البروتونات أو النيوترونات مساوية الى :

N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126

Z = 2 , 8, 20, 28, 50, 82

أطلق على هذه الأعداد بالأعداد السحرية النووية (Nnclear magic numbers) . أضافة الى هذا فقد تم فهم الزخم الزاوي الكلي للنواة المستقرة من خلال هذا النموذج بحيث أصبح الزخم الزاوي الكلي لأي نواة متكوناً من برم مكوناتها :

١ــ البرم النووي للبروتونات = $1/2\hbar$.
٢ــ البرم النووي للنيوترونات = $1/2\hbar$.
٣ــ الزخم الزاوي المداري (orbidal engular momentum) للنوّيات نتيجة حركتها في النواة .

سوف نتطرق الأن الى الحقائق التجريبية بصورة مفصلة لأثبات وجود قشرة نووية أو بمعنى أخر الخواص التي تمتلكها النوى المستقرة التي تحوي الأعداد السحرية .

أولاً: وجد أن العناصر التي تحوي أعداداً سحرية لها نظائر بروتونية (Isotopes) أو نظائر نيوترونية (Isotons) كثيرة نسبة الى العناصر التي بجانبها في الجدول الدوري

مثلاً عنصر Sn ($Z = 50$) له 10 نظائر مستقرة
عنصر In ($Z = 49$) له 2 نظير مستقرة
عنصر Sb ($Z = 51$) له 2 نظير مستقر
كذلك عنصر ($N = 20$) له 5 نظائر مستقرة
عنصر ($N = 19$) لايوجد له نظير مستقر
عنصر ($N = 21$) له نظير واحد مبستقر

ثانياً: تكون طاقة الأنفصال النيوتروني عالية للنوى التي فيها عدد النيوترونات (N) أعداداً سحرية . أذن يلاحظ في النوى التي تحوي نيوترونات أعدادها تمثل أعداداً سحرية فأنها تحتاج الى طاقة أكبر لفصلها أو فصل نيوترون واحد منها مثلاً . وبذلك فهي أكثر أستقراراً من النوى الأخرى .

ثالثاً: من خلال ماورد في اولاً وثانياً تكون النوى السحرية أكثر شداً وترابطاً ، لذا فأنها تحتاج الى طاقة أكبر الى أستثارتها من أي نواة أعتيادية (الاستثارة تغير شكل أو ترتيب النوّيات) .

رابعاً: عند دراستنا « المقطع العرضي ، للأسر النيوتروني » (neutron capture cross section) تأكد وجود علاقة بين وفرة للأعداد السحرية وأستقرار النواة . ولأسر نيوترون ذي طاقة معينة من قبل أي نواة يجب أن يتوفر له مستوى نووي فارغ وبطاقة مساوية لطاقته . ولما كانت النوى التي تحوي

أعداداً سحرية لها قشرات أو مستويات مغلقة، أي معنى ذلك عدم وجود فراغات، لذا يكون لها المقطع العرضي (أحتمالية حدوث تفاعل نووي) قليلاً.

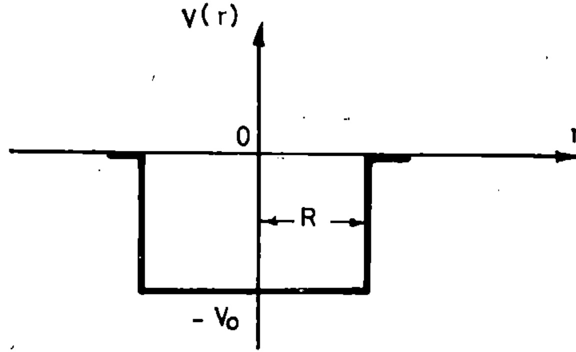
3.3 نظرية نموذج القشرة : Theory of the Shell Model

إن تركيب القشرة النووية أو علاقة أستقرار النواة بالأعداد السحرية المتمثلة بأعداد النويّات لايمكن التوصل اليها بسهولة، وذلك لعدم معرفتنا بصورة كاملة للشكل النهائي للقوة النووية أو الجهد النووي. نحن نعلم وبالتأكيد ومن خلال تحرياتنا على القوة النووية بأنها قوة جذب قوية ولها تأثير على مسافات صغيرة من منتصف النواة. فمهما كان شكل هذه القوة أو الجهد فأن الحسابات لهذا النموذج (نموذج القشرة ذات الجسيم الواحد) single particle shell model تعتمد على فرضيتين أساسيتين هما :

أولاً : إن كل نوّية تتحرك بطلاقه وبحرية في مجال القوة المعبر بالجهد، الذي هو عبارة عن المسافة القطرية من مركز النواة.

ثانياً : تطبيق مبدأ للأنتقاء لباولي، أي أن مستويات الطاقة أو القشرات تكون مملوءة نسبة الى مبدأ الأنتقاء.

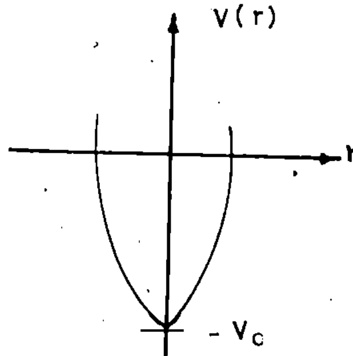
انطلاقاً من هاتين الفرضيتن أجريت حلول وحسابات عديدة بموجب الميكانيك الكمي لوضع نموذج عام يتضمن وجود القشرة أو المستويات النووية وذلك بأستخدام نماذج من الجهود ففي النموذج الأول أعتبر « جهد البئر المربع » (square well potential) على أساس النواة دائرية، شكل (3-3)، أما النموذج الأخر فيمثل « جهد المتذبذب التوافقي » (harmonic oscillator potential)، شكل (3-4)، ففي كلا الحالتين أو الجهدين تستخدم العلاقات المتبعة في وصف حالات الطاقة والتي هي مشابهة لتلك المستعملة في الفيزياء الذرية، ففي الفيزياء الذرية تعرف كل حالة بالعدد الكمي الكلي $(n)_{total}$ و l أما في الفيزياء النووية فأنها تعرف بكل من L و n لذلك فأنه عندما تكون l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 فأن الدلالات s,



شكل (3-3) يمثل جهد البئر المربع

حاجز محدود
$$V(r) = -V_o \quad \text{for } r \leqslant R$$
$$= 0 \quad \text{for } r > R$$

حاجز غير محدود
$$V(r) = 0 \quad \text{for } r < R$$
$$= \infty \quad \text{for } r > R$$



شكل (3-4) يمثل جهد المتذبذب التوافقي

$$V(r) = -V_o + 1/2\, Kr^2$$

بحيث $K = m_0 w^2$

w = تردد جسيمة كتلتها m_0

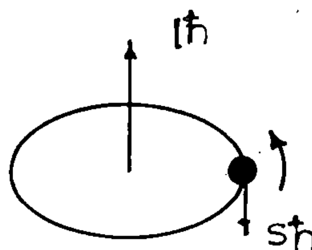
p, d, f, g, h, i المستعملة في تحليل الطيف تستخدم على التوالي وبذلك تعني مثلاً الحالة 2P ان $n=2$ و $l=1$. لذا وجد عند توزيع النوّيات لاي نواة مستقرة في أي من الجهدين أنه لايمكن أن يعطي جميع الأعداد السحرية . لذلك وفي عام 1949 تقدم عدد من العلماء أمثال ماير، هكسل، جنسن وسنس (M. Mayer, O.Haxel, J. Jensen, H. Snes) بفكرة الأزدواج القوي او التعامل الشديد (Strong interaction) بين الزخم الزاوي المداري (Orbital angular momentum) وزخم البرم الزاوي (Spin angular momentum) لكل نوّية. وقد سمي هذا النموذج المرافق الى نموذج القشرة بنموذج البرم المداري الازدواجي (Spin-orbitcoupling model).

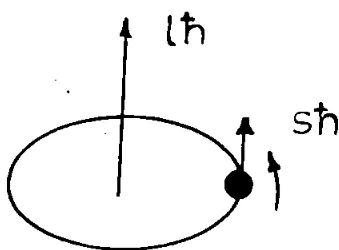
ففي هذا النموذج ونسبة الى الميكانيك الكمي تكون قاعدة الربط للزخم الزاوي الكلي كالآتي :

الزخم الزاوي الكلي ($j\hbar$) يكون من جمع موجهات الزخم الزاوي المداري ($l\hbar$) والبرم الذاتي ($s\hbar$) (interinsic spin) بحيث تكون قيمة الزخم الزاوي الكلي وكما موضحة بالشكل (3-5) كالأتي

$j = l - 1/2$ عندما يكون s و l غير متوازيين بأتجاه واحد

$j = l + 1/2$ عندما يكون s و l متوازيين بأتجاه واحد .





شكل (3-5) يوضح العلاقة بين j, l, s

اذا كان التعامل الشديد للبرم الدائري المداري موجوداً ، فأن الطاقة مع كل قـ ة من قيم j تعطي زيادة في أنفصال مستوياتها . مثلاً في حالة المستوى 2P حصلنا على أنفصال بين المستويات ($2\ P_{1/2}$ و $2\ P_{3/2}$) . في الشكل (3.6) نوضح تأثير البرم المداري الازدواجي على أنفصال مستويات الطاقة في جهد البئر المدور .

يلاحظ في الشكل أعلاه أن أكبر عدد من النوّيات في كل مستوى (أعلى أحتواء) يمكن حسابه من المعادلة $(2j + 1)$. كذلك يلاحظ بأن أقرب المستويات لبعضها هي عندما تكون حاوية على أعداد من النوّيات مساوية الى الأعداد السحرية (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) لذلك فهي أكثر أستقراراً من أي نواة أخرى . نستطيع كذلك تقدير قيم البرم النووي والتماثل النووي لأي نواة في الحالة أو المستوى الارضي لها (ground state) وذلك أذا أخذنا بنظر الأعتبار الفرضيتين التاليتين :

أولاً : في المستويات المملوءة يجمع العزم المداري الزاوي وبرم العزم الزاوي (Orbital Spin angular momentum) بطريقة بحيث يكون العزم الزاوي الكلي مساوياً الى صفراً .

ثانياً: في المستويات التي لم تكن مملوءة ، تشكل النوّيات أزواجاً من البروتونات أو النيوترونات وليس زوج من البروتون والنيوترون .

بأستخدام هاتين الفرضيتين يمكننا التوصل الى هاتين القاعدتين الاساسيتين :

القاعدة الأولى :

. العزم الزاوي الكلي لأي نواة في الحالة الأرضية التي تحوي نوّيات أعدادها (زوجية ـــ زوجية) يكون مساوياً الى صفر أي أن :

$$\sum j_n = 0 \quad و \quad \sum j_p = 0$$

حيث j_n, j_p العزم الزاوي الكلي للبروتونات والنيوترونات على التوالي .

القاعدة الثانية :

(أ) في النواة التي تحتوي على أعداد من النيوترونات الزوجية والبروتونات الفردية ، فأن العزم الزاوي الكلي بالنسبة للنيوترونات يكون مساوياً الى صفر أي $\Sigma j_n = o$. وأن الحالة الأرضية بالنسبة لبرم النواة تعتمد على برم أخر بروتون فردي .

(ب) في النواة التي تحتوي على أعداد من البروتونات الزوجية والنيوترونات الفردية ، فأن العزم الزاوي الكلي بالنسبة للبروتونات يكون مساوياً الى صفر أي $\Sigma j_p = o$. وأما الحالة الأرضية بالنسبة لبرم النواة فأنها تعتمد على برم أخر نيوترون فردي .

(ج) في النواة التي تحتوي على أعداد من البروتونات الفردية والنيوترونات الفردية ، فأن الحالة الأرضية بالنسبة لبرم النواة يمكن حسابها من برم أخر نيوترون وبروتون مفرد . وأحتمال له قيمة بين : $/j_n - j_p/$ و $/j_n + j_p/$.

من الممكن حساب قيم التماثل لأي نواة من المعادلة $P = (-1)^{\ell}$ حيث ℓ، كما ذكرنا سابقاً ، يمثل العدد الكمي المداري الى أخر نوّية منفردة موجودة في النواة . أذن للنوية الموجودة في المدارات s, d, g تكون قيم التماثل موجبة وللنوية الموجودة في المدارات P, f, h قيم التماثل تكون سالبة .

مثال :

وضح شكل مستويات الطاقة لنواة عنصر الكالسيوم $_{20}Ca^{43}$ وتوزيع النويات فيها ؟

الحل :

أن نواة الكالسيوم $_{20}Ca^{43}$ تحتوي على :

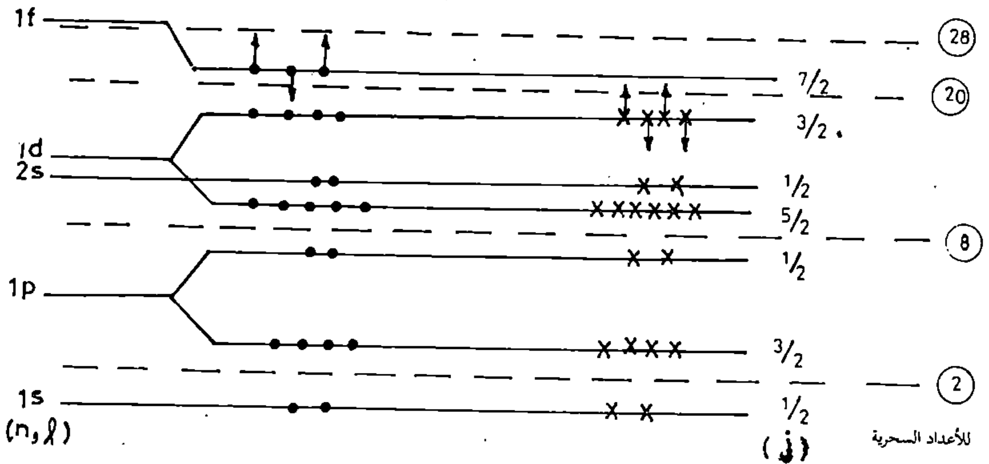
20 بروتون أي $(Z = 20)$ و 23 نيوترون أي $(N = 23)$ وهذا يعني أن عدد البروتونات هو عدداً زوجياً وأن عدد النيوترونات هو عدداً فردياً . وبتطبيق القاعدة الثانية ـــ ب . يكون :

١ــ تملىء المستويات بالبروتونات والنيوترونات حسب المعادلة $(2j + 1)$.
٢ــ في المستويات المملوؤة تكون قيمة البرم كما يلي :

$$\Sigma j_n = 0 \text{ أو } \Sigma j_p = 0$$

٣ــ الحالة الأرضية لنواة الكالسيوم تحسب من برم أخر بروتون أو أخر نيوترون منفرد فيها .

وبأستخدام المعادلات يتم توزيع النويّات على المستويات كما يلي :



من الشكل أعلاه تحسب الحالة الأرضية لنواة الكالسيوم من أخر نيوترون فردي فيها ، لذا فهي تكون $(lf_{7/2})$. أما قيمة برم النواة فهو $(7/2)$.

الفصل الرابع

الانحلال الاشعاعي Radioactive decay

4.1 المقدمة

يهتم هذا الفصل بمناقشة جزء من الخواص الحركية او الخواص المتغيرة مع الزمن للنوى ، ونقصد بذلك تلك التي تتعلق بالانحلال الاشعاعي للنوى حيث يتميز هذا الانحلال بالتحويل من نظام ابتدائي الى نظام نهائي بصورة تلقائية . ان مسألة حدوث العملية تلقائياً انما هو امر يتعلق بالطاقة . فاذا كانت الطاقة الكلية للنظام النهائي اقل منها في النظام الابتدائي عندئذ يكون بالامكان حدوث التحول التلقائي ، ويزداد معدل حدوث التحول بازدياد الفرق في الطاقة .

4.2 النشاط الاشعاعي

خلال السنوات العديدة من اكتشاف النشاط الاشعاعي ، وجد ان النوى النشطة اشعاعياً تقذف بشكل طبيعي نوعاً او اكثر من ثلاثة انواع من الاشعاعات التي امكن التفريق فيما بينها من قابليتها النفاذية وذلك كما يلي .

اشعة الفا ــ اوقفت بصفيحة ورقية

اشعة بيتا ــ اوقفت بصحيفة من الرصاص سمكها1/16 أنج .

اشعة كاما ــ تستطيع النفاذ خلال عدة انجات من الرصاص .

ولقد اجريت تجارب بارعة ودقيقة من قبل عديد من الباحثين ، ادت الى البرهنة على ان اشعاعات الفا (α) انما هي نوى عنصر الهليوم ($2He^4$) واشعاعات بيتا ß عبارة عن الكترونات ($\pm e$) ، بينما اشعاعات كاما (γ) هي اشعاعات كهرومغناطيسية . ان كل نمط من انماط الانحلال الثلاثة المذكورة تلقي الضوء على جانب معين من جوانب التركيب النووي . سوف نتناول دراسة هذه الانماط الواحد بعد الاخر بالفصل الخامس . ولما كان الاعتماد الزمني للانحلال الاشعاعي هو نفسه في الاساليب الثلاثة فسوف نقوم بمناقشة اولاً . في اي نمط للانحلال تدعى النواة الابتدائية بالنواة الام (Parent) وتدعى النواة الناتجة عن الانحلال بالنواة الوليدة (deugter) . ان ابسط انواع الانحلال هي تلك التي تكون فيها النواة الوليدة مستقرة ويسمى النظام الذي يحتوي على عدة اجيال من النوى الوليدة غير المستقرة بسلسلة الانحلال الاشعاعي .

4.3 الانحلال لابسط نظير مشع :

هناك حقيقة تجريبية اساسية في الانحلال الاشعاعي وهي ان احتمالية انحلال اي نواة في فترة قصيرة من الزمن dt لاتعتمد على اي من التأثيرات الخارجية والتي بضمنها انحلال نواة اخرى ، ونقصد بذلك ان كل النوى التي هي من نوع واحد يكون لها نفس احتمالية الانحلال . اذاً فاحتمالية الانحلال الاشعاعي p(dt) تتناسب مع dt وبذلك يكون

$$p(dt) = \lambda\, dt \qquad \text{.............(4-1)}$$

حيث (λ) ثابت التناسب ويطلق عليه بثابت الانحلال وهو يختلف باختلاف نوع النوى واسلوب الانحلال .

ولحساب احتمالية تخلف نواة معينة لفترة زمنية t . نقسم الفترة الزمنية الى (n) من الفترات الزمنية القصيرة المتساوية dt . وبذا تكون احتمالية التخلف للفترة الاولى هي

$$1 - p(dt)$$

واحتمالية التخلف للفترة الثانية $[1 - p(dt)]^2$

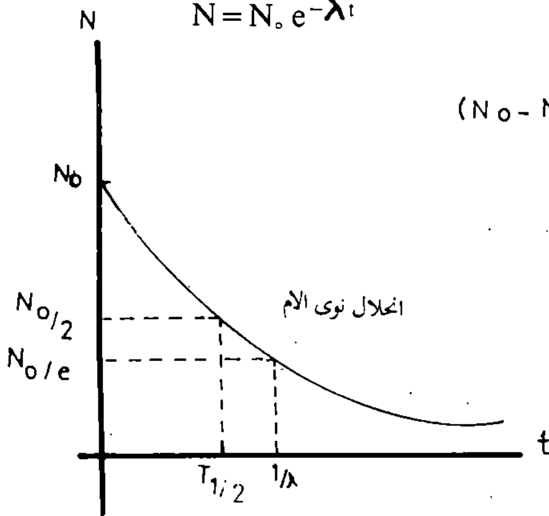
واحتمالية التخلف للفترة (n) $[1 - p(dt)]^n$

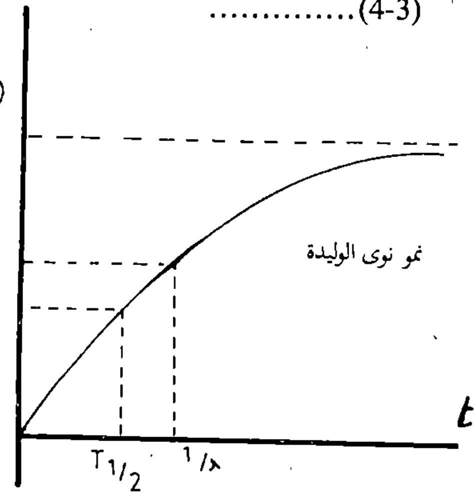
وباستخدام المعادلة (4-1) يمكن كتابه احتماليـة التخلف للفترة (n) كما يلي:

$$[1-\lambda dt]^n = [1-\lambda t/n]^n \underset{\substack{n=\infty \\ dt=0}}{\longrightarrow} e^{-\lambda t} \quad \text{...............(4-2)}$$

المعادلة (4-2) تمثل احتمالية التخلف لنواة واحدة . فاذا كان عدد النوى المتماثلة المتوفرة في البداية هي $N_\circ$ ، يكون عندئذ عدد النوى الذي تخلف بعد زمن dt هو :

$$N = N_\circ e^{-\lambda t} \quad \text{.............(4-3)}$$





الشكل (4-1) (a) انحلال نوى الأم المشعة
(b) نمو النوى الوليدة المستقرة

ان بالامكان اشتقاق المعادلة (4-3) بطريقة اخرى ، فاذا فرضنا ان في اي وقت معين (t) توجد N ذرة من مادة مشعة ، فيكون معدل الانحلال بعد زمن (dt) متناسباً مع عدد الذرات الموجودة اي

$$-\frac{dN}{dt} \propto N$$

او

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N$$

حيث λ ثابت الانحلال ، والاشارة السالبة تدلك على ان هناك نقصاً بقيمة (N) كلما زادت (t) .اذن

$$\frac{dN}{N} = -\lambda \, dt \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(4\text{-}4)$$

وبالتكامل :

$$\int_{N_o}^{N} \frac{dN}{N} = - \int_{0}^{t} dt$$

نحصل على المعادلة (4-3) مرة اخرى ($N = N_o e^{-\lambda t}$) . معادلة (4-3) يمكن تمثيلها بالشكل (4-1 a) .

ولحساب عدد النوى المتحللة الى نواة الوليدة نستخدم معادلة (4-3) كما يلي :

$$N_o - N = N_o e^{-\lambda t}$$

$$N = N_o (1 - e^{-\lambda t}) \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots(4\text{-}5)$$

$N_o - N = N_o - N_o e^{-\lambda t} = N_o(1 - e^{-\lambda t})$

حيث تمثل ($1 - e^{-\lambda t}$) الزيادة الحاصلة لعدد النوى الوليدة (daghter nuclei) شكل (4-1 b) يوضح ذلك :

كذلك يمكن التعرف على اية مادة مشعة ليس فقط من خلال عدد الذرات المشعة الموجودة فيها وانما من خلال كمية الاشعاع المنبعث من هذه الذرات عندما تتحلل. حيث يقصد بهذه الكمية بالفعالية (Activity) ويرمز عادة لها بالرمز (A) وتعرف الفعالية بانها عمليات الانحلال النووي الحادثة في وحدة الزمن. فاذا فرضنا بان عدد الجسيمات المنبعثة (الاشعاع) dNr من اي مادة مشعة تحوي N نواة مشعة في فترة زمن dt يمكن كتابتها

$$dN_r = -dN = \lambda N dt$$

او

$$\frac{dN_r}{dt} = \lambda N$$

حيث تمثل dN_r/dt معدل توليد الجسيمات المنحلة او الفعالية ويمكن كتابتها كما يلي :

$$\text{Activity (A)} = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \qquad \text{.............(4-6)}$$

اما عمر النصف $t_{1/2}$ (half – life) للانحلال الاشعاعي فيعرف بالفترة الزمنية التي ينقص خلالها العدد الاصلي للنوى الى النصف ، فمن المعادلة (4-6) نحصل على :

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda t} \qquad \text{..................(4-7)}$$

اذن

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \qquad \text{.............(4-8)}$$

كذلك يعرف معدل العمر τ على انه معدل زمن التخلف للنوى المشعة . ولذا فمن المعادلات (2-4) و (4-4) يكون :

$$\tau = \frac{\int t\,dN}{\int dN} = \frac{\int_0^\infty t N_0 e^{-\lambda t} \lambda\, dt}{N_0}$$

او

$$\tau = 1/\lambda \qquad \text{................(4-9)}$$

جميع المعادلات اعلاه هي نموذج الانحلال باسلوب واحد (اشعاع واحد)، وهذا يعني اما اشعاع الفا او بيتا او كاما. اما اذا كانت احدى النوى بامكانها الانحلال باكثر من اسلوب واحد مثلاً مرة اشعة الفا ومرة اخرى اشعة بيتا فتزداد عندئذ احتمالية الانحلال. اذ ان احتمالات الانحلال لاساليب الانحلال المعروف تضاف الى بعضها الاخر، لان احتمال الانحلال عن طريق اشعاع الفا لايعتمد على احتمال الانحلال باشعاع بيتا. فلنموذج يحوي على N من النوى، يكون نقصان N في فترة زمنية ناتجاً عن كلا اسلوبي الانحلال وذلك

$$-dN = dN_{\alpha} + dN_{\beta}$$

$$= \lambda_{\alpha} N dt + \lambda_{\beta} N dt \qquad \text{...........(4-10)}$$

وباجراء التكامل ينتج

$$N = N_{\circ} e^{-(\lambda_{\alpha} + \lambda_{\beta})t}$$

او

$$= N_{\circ} e^{-\lambda_{total}.t} \qquad \text{..............(4-11)}$$

تسمى النسبة $\lambda_{\alpha} / \lambda_{total}$ بالنسبة الفرعية (Branching ratio) لتحلل الفا. وان نصف العمر التجريبي يساوي $\ln 2 / \lambda_{total}$: اما بالنسبة لفعالية اشعة الفا فعندئذ تساوي

$$dN_{\alpha} / dt = \lambda_{\alpha} N$$

$$= \lambda_{\alpha} N_{\circ} e^{-\lambda_{total}.t} \qquad \text{............(4-12)}$$

وبنفس الطريقة نحصل على فعالية اشعاع بيتا. حيث يظهر من ذلك ان ثابت الانحلال الذي يتحكم بعملية الانحلال هو $\lambda_{\beta} + \lambda_{\alpha}$، كذلك حتى في حالة ملاحظتنا لانحلال الفا فقط تكون عملية الانحلال بانبعاث بيتا ممكنة ايضاً بالنسبة للنواة.

4.4 طرق توليد النظائر المشعة

4.4.1 القصف النووي

اذا قصفت عينة من مادة ما بالنيوترونات، فانه يتولد نتيجة هذا القصف نظير مشع بمعدل ثابت مقداره (Q) بعدها يبدأ هذا النظير المشع بالانحلال بمعدل

$(-\lambda N)$ ، حيث تمثل (N) عدد النوى النشطة الموجودة في النموذج . من الممكن اذا كتابه معدل التغير الحاصل في N كما يلي :

$$dN/dt = Q - \lambda N \qquad \text{.............(4-13)}$$

او

$$\frac{dN}{Q - \lambda N} = dt$$

او

$$\frac{d(Q - \lambda N)}{Q - \lambda N} = -\lambda\, dt$$

وبالتكامل نحصل على

$$Q - \lambda N = (Q - \lambda N)\, e^{-\lambda t}$$

واذا كانت $t = o$ اذن $N = o$ ، وبذلك تكون :

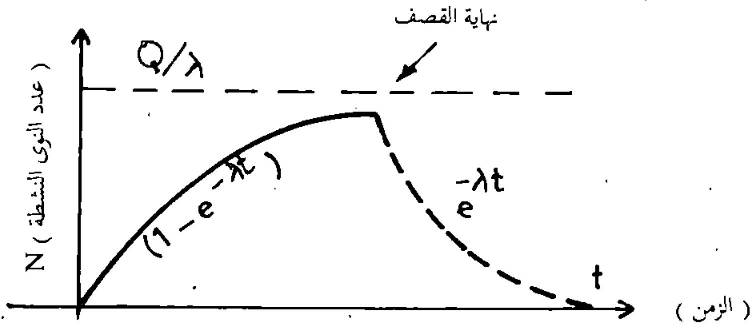
$$N = Q/\lambda \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \qquad \text{.............(4-14)}$$

فعند توقف عملية القصف ، ينحل النظير المشع المتولد حسب معادلة (4-3) . والشكل (4.2) يوضح تغير عدد النوى المشعة مع الزمن .

ان من غير المفيد عادة القصف لفترة زمنية اطول من ضعف او ثلاثة اضعاف عمر النصف للنظير المشع المتولد ، حيث يتكون خلال هذه الفترة الزمنية للقذف 3/4 الى 7/8 من القيمة القصوى (Q/λ) لعدد النوى المشعة المتكونة . وان الفعالية خلال عملية القصف تكون ممثلة في هذه الحالة بـ $(N\lambda)$ وليس بـ (λN) $(-dN/dt)$.

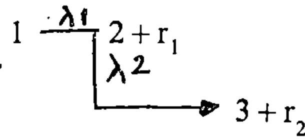
4.2.2 الانحلال المتعاقب Seccessive decay

لنفرض ان النواة الام (1) تنحل بثابت انحلال مقداره λ_1 وبذا ينتج من ذلك نواة وليدة (2) واشعاع r_1 ولنفرض ايضاً ان النواة الوليدة بدورها غير مستقرة ، ولذلك تنحل بثابت انحلال مقداره λ_2 منتجة بذلك نواة مستقرة (3) واشعاع r_2 وكما يلي :



(شكل 4.2)

توليد نظائر مشعة بطريقة القصف النووي



فاذا فرضنا ان N_1, N_2 و N_3 تمثل عدد النوى المتوفرة من كل نوع في زمن معين t ، عندئذ تصبح العلاقات التالية :

$$\frac{dN_1}{dt} = \lambda_1 N_1 \quad ....(4\text{-}15)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad ....(4\text{-}16)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 \quad ....(4\text{-}17)$$

هذه المعادلات توضح لنا الحقائق التالية : نواة الام (1) تنحل متحولة الى النواة الوليدة (2) بمعدل $\lambda_1 N_1$ والتي بدورها تنحل الى الـ نواة الوليدة المستقرة (3) وذلك بمعدل $\lambda_2 N_2$. فاذا كان العدد الاصلي للنوى في زمن $t = o$ مساوياً الى N_o .

فنحصل من معادلة (4-15) على

$$N_1 = N_o e^{-\lambda_1 t} \quad ....(4\text{-}18)$$

وبالتعويض في المعادلة (4-16) نحصل على

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_\circ e^{-\lambda t} \qquad \text{.........(4-19)}$$

وبضرب طرفي المعادلة(4-19) بـ $e^{-\lambda_2 t}$ نحصل على :

$$e^{-\lambda_2 t} \cdot \frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 e^{\lambda_2 t} = \lambda_1 N_\circ \bar{e}^{(\lambda_2 - \lambda_1) t}$$

او

$$\frac{d}{dt} (N_2 e^{\lambda_2 t}) = \lambda_1 N_\circ e^{(\lambda_2 - \lambda_1) t}$$

وبالتكامل :

$$N_2 e^{\lambda_2 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_\circ e^{(\lambda_2 - \lambda_1) t} + c \qquad \text{.................(4-20)}$$

حيث c هو مقدار ثابت . وبضرب طرفي المعادلة (4-20) بـ $e^{-\lambda_2 t}$

اذن

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_\circ e^{-\lambda_1 t} + c\, e^{-\lambda_2 t}$$

قيمة الثابت يمكن حسابه حيث حددت قيمته ادناه من الشروط الابتدائية لعمليات الانحلال ، فعند $t = o$ (بداية الانحلال) عدد النوى من نوع (2) تكون غير موجودة $(N_2 = o)$.

اذن

$$c = (-\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} No) \qquad \text{................(4-21)}$$

او

$$N_2 = \frac{N_o \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4\text{-}22)$$

وبالتعويض بالمعادلة (4-17) واجراء التكامل نحصل مباشرة على :

$$N_3 \quad \frac{N_o \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{-\lambda_1} - \frac{e^{-\lambda_2 t}}{-\lambda_2} \right) + c'$$

قيمة c' يمكن حسابها. فعند $(t = o)$، عدد النوى من نوع (3) تكون غير موجودة $(N_3 = o)$. اذن

$$c' = \frac{N_o \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\frac{1}{-\lambda_1} - \frac{1}{-\lambda_2} \right)$$

اذن

$$N_3 = \frac{N_o \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_1} - \frac{1 - e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2} \right) \ldots\ldots\ldots (4\text{-}23)$$

4.5 تعادل النشاط الاشعاعي

لنفرض ان نواة الام (1) لها عمر نصف قصير مقارنة بالنواة الوليدة (2) اي ان $\lambda_2 \ll \lambda_1$، عندئذ وبعد زمن طويل $t(\gg 1/\lambda_1)$ يكون :

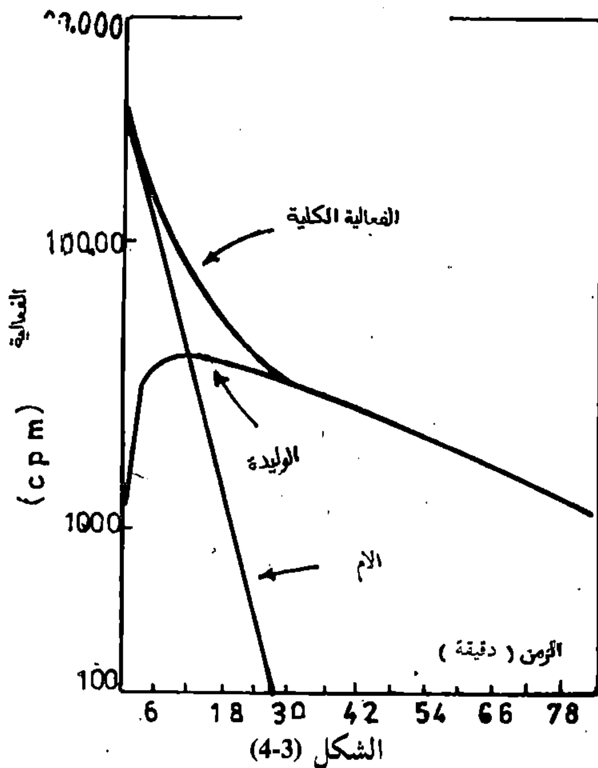
$$e^{-\lambda_1 t} \ll e^{-\lambda_2 t}$$

وبذلك يمكن اختصار المعادلة (4-22) الى

$$N_2 = \frac{N_o \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda t} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4\text{-}24)$$

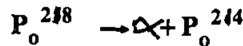
نستنتج من ذلك، على ان انحلال النواة الوليدة (2) بعد زمن طويل يحدده عمر النصف ($t_{1/2}$) فقط وهذا ما موضح بالشكل (3-4).

اما الان لنفرض ان نواة الام (1) لها عمر النصف طويل مقارنة بنواة البنت (2) . اي انه بعد زمن طويل ($t(\gg 1/\lambda_2)$ تصبح



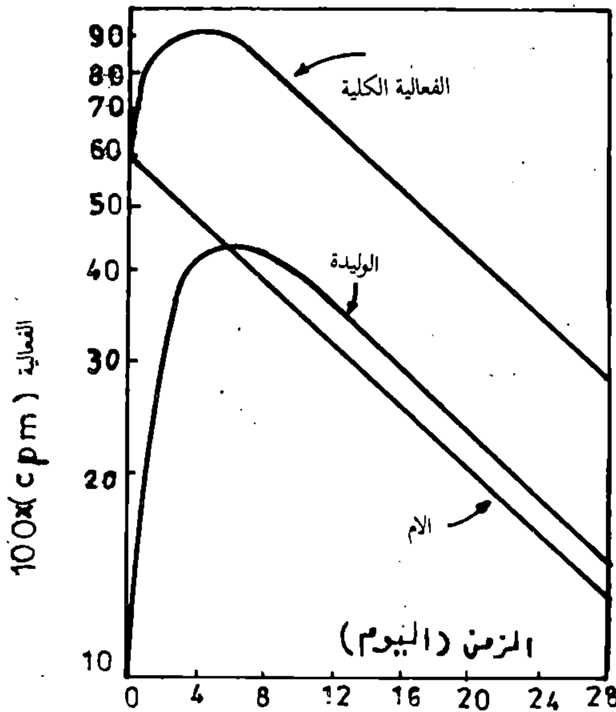
الشكل (3-4)

يوضح منحنيات النمو والانحلال لنواة الام والوليدة (توازن وقتي)



$$N_2 = \frac{N_\circ \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \qquad (4\text{-}25)$$

اي ان انحلال (2) بعد زمن طويل يحدد بعمر النصف ($t_{1/2}$) لنواة الام، وكما هو موضح بالشكل (4-4).



الشكل (4-4) يوضح منحنيات النمو والانحلال لنواة الام والوليدة (توازن وقتي)
$Ba^{140} \rightarrow La^{140}$

وتحت هذه الظروف يكون بذلك

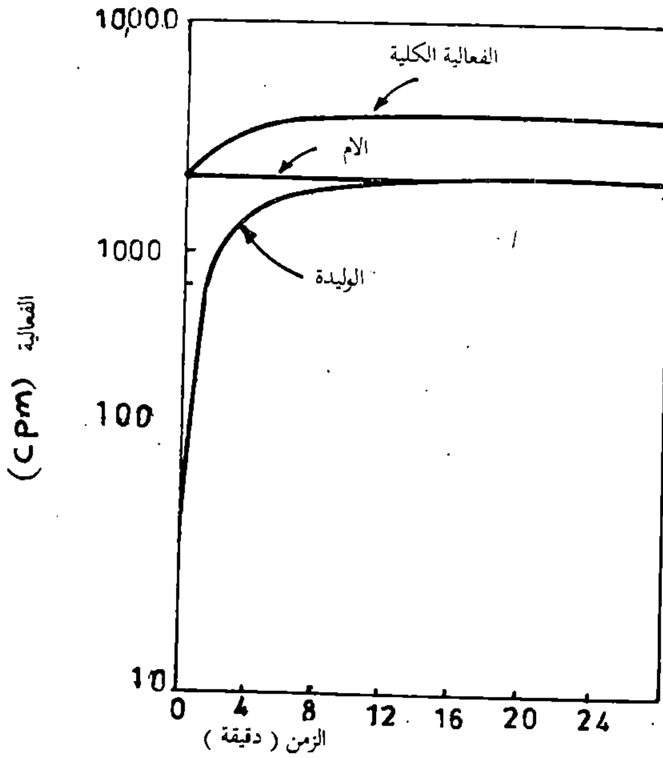
$$\frac{N_2}{N_1} \qquad \frac{1}{2 - \quad 1}$$

او

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{A_2}{A_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(4\text{-}26)$$

حيث $A_1 = \lambda_1 N_1$ الفعالية الى نواة الام و $A_2 = \lambda_2 N_2$ الفعالية الى النواة الوليدة . يطلق على هذه الحالة بالتوازن الانتقالي او الوقتي (transient equilibrium)۰اما في حالة كون نـواة الام ذات عمر نصف طويل جداً مقارن بالنواة الوليدة ، اي ان

$\lambda_2 \ll \lambda_1$ ، عندئذ تتساوى الفعالية $A_1 = A_2$ ونحصل بما يسمى بالتوازن الدائمي (secular equilibrium) وكما هو موضح بالشكل (4-5) .



الشكل (4-5) يوضح منحنيات النمو والانحلال لنواة الام والوليدة
$CS^{137} \rightarrow Ba^{137}$ (توازن دائمي)

4.6 المتسلسلات النشطة اشعاعياً

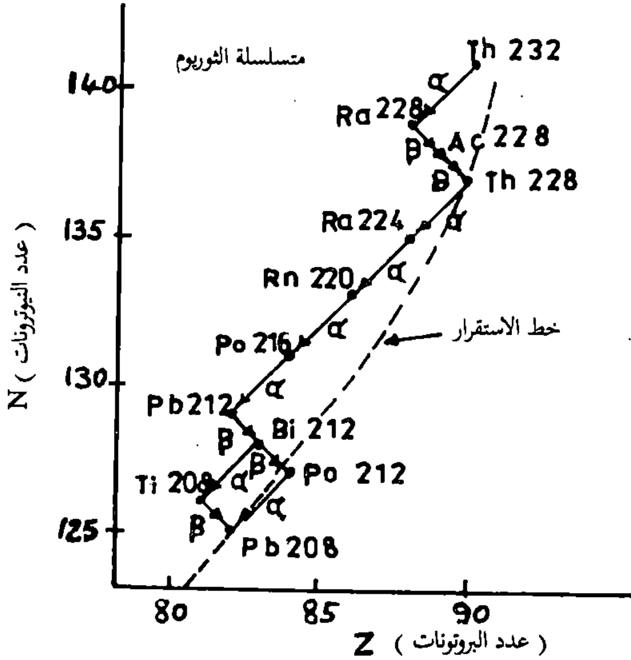
توجد في الطبيعة نوى غير مستقرة يبلغ عددها (14) نواة لها $(t_{1/2})$ مقارب او اكبر من عمر الكون وكما مبينة في الجدول التالي .

جدول (4-1) العناصر النشطة اشعاعياً الموجودة في الطبيعة والتي لها عمر نصف مقارب او اكبر من عمر الكون.

العنصر	نوع الانحلال	عمر النصف بالسنوات	
$_{19}K^{40}$	β^-, Ec	1.2×10^{9}	جميعها تنحل الى نواة مستقرة
$_{23}V^{50}$	Ec	4×10^{14}	
$_{37}Rb^{87}$	β^-	6.2×10^{10}	
$_{49}In^{155}$	β^-	6×10^{14}	
$_{57}La^{138}$	β^-, Ec	1.1×10^{11}	
$_{58}Ce^{142}$	$\propto$	5×10^{15}	
$_{60}Nb^{144}$	$\propto$	3×10^{15}	
$_{62}Sm^{147}$	$\propto$	1.2×10^{11}	
$_{71}Lu^{176}$	β^-	5×10^{10}	
$_{75}Re^{187}$	β^-	4×10^{12}	
$_{78}Pt^{192}$	$\propto$	10^{15}	
$_{90}Th^{232}$	$\propto$	1.39×10^{10} (10) اجيال نشطة اشعاعياً	
$_{92}U^{235}$	$\propto$	7.07×10^{9} (11) جيل نشط شعاعياً	
$_{92}U^{238}$	$\propto$	4.51×10^{9} ـــ (14) جيل نشط اشعاعياً	

ان اول (11) نواة في الجدول اعلاه تنحل الى نوى مستقرة. اما الثلاث الاخيرة في الجدول فهي Th_{-232}, $U-235$ و $U-238$ فجميعها نوى ثقيلة تنحل الى نوى وليدة هي بدورها نوى مشعة تنحل الى نوى اخرى نشطة اشعاعياً. حيث تستمر هذه العملية لعدة اجيال حتى تستقر في النهاية الى نواة مستقرة. اذن هناك ثلاث متسلسلات نشطة اشعاعياً تظم عناصر اعدادها الذرية تقع بين $Z=81$ و $Z=92$ وتنتهي جميعها بنواة مستقرة (نظير الرصاص) $_{82}Pb^{208}$, $_{82}Pb^{207}$ و $_{82}Pb^{206}$.

شكل (4.6) يوضح الانحلال الكامل لمتسلسلة الثوريوم، حيث تم رسم العلاقة بين عدد البروتونات والنيوترونات في نواة الوليدة عند اي انحلال. الازاحة في الشكل لكل من قيم Z و N نحو القلة بمعدل (2) تعني انبعاث اشعاعات الفا (α)، اما الازاحة بقيمة Z نحو الزيادة بمعدل (1) او N نحو القلة بمعدل (1) فتعني انبعاث اشعاعات (ß). ان اول نواة في متسلسلة الثوريوم لها عدد كتلي $A=232$ يقسم على (4)، كذلك جميع النوى في هذه المتسلسلة لها قيم A تقبل القسمة على (4). اذن قيم A لاي عنصر من عناصر المتسلسلة يمكن كتابته كما يلي (4n) حيث n عدد صحيح. اما بالنسبة لمتسلسلة اليورانيوم ${}_{92}U^{238}$ فانها تكتب كما يلي (4n + 2) ومتسلسلة الاكتونيوم والتي تبدأ بـ ${}_{92}U^{235}$ فانها تكتب بـ (4n + 3).



شكل (4-6) الانحلال الكامل لمتسلسلة الثوريوم

أن كلاً من المتسلسلات الثلاث التي بحثت اعلاه تبدأ بنظير طويل العمر لذا فكر العلماء كثيراً في احتمال وجود متسلسلة اخرى نشطة اشعاعياً تكون نظائرها قد اختفت او انها قليلة الى درجة لاتسمح الطرق الاعتيادية بالكشف عنها. وقد كان هناك شعور بان متسلسلة من هذا النوع يمكن تمثيلها كما يلي (4n + 1).

ان نوى هذه المتسلسلة لاتتكون بصورة طبيعية، على كل حال، انها تتكون نتيجة تعامل نووي مع العناصر الثقيلة جداً من المتسلسلات الاخرى (مثلاً، اسر النيوترون من قبل $_{92}U^{238}$ يتبعه انحلال β^-). المتسلسلة الرابعة اطلق عليها متسلسلة النبتونيوم $_{93}Np^{237}$ وفيها ($Z=93$ و $A=237$) وتنحل بعمر نصف $(2.25\times10^6 y)$. جدول (4-2) يوضح المعلومات الخاصة بالمتسلسلات الاربع والجدول (4-3) يوضح طرق الانحلال ونصف العمر للمتسلسلات النبتونيوم، اليورانيوم والاكتونيوم.

جدول (4-2) المعلومات الخاصة بالمتسلسلات الاربع

اسم المتسلسلة	الرمز	النوع	عدد الاعضاء
Thorium	$_{90}Th^{232}$	4n	13
Neptumium	$_{93}Np^{237}$	4n+1	13
Uranium	$_{92}U^{238}$	4n+2	18
Actinium	$_{92}U^{235}$	4n+3	15

4.7 الوحدات الاشعاعية Radiation Units

تقاس فعالية اي عنصر مشع بعدد الانحلالات النووية الحادثة في وحدة الزمن، لذا فان وحدة الفعالية (Activity Unit) يطلق عليها بالكوري (Curie)، حيث يعرف الكوري بانه فعالية اي عنصر مشع ينحل بمعدل 3.7×10^{10} بالثانية.

1 curie (Ci) = 3.7×10^{10} disintegration/ sec.

وهناك وحدة (الردزفورد) Ruther ford التي تستخدم كذلك لقياس الفعالية والتي تعرف بانها : فعالية اي عنصر مشع ينحل بمعدل 10^6 بالثانية.

$$1\ rd = 10^6\ disintegration/sec.$$

اما وحدة التعرض للاشعاع (exposure unit) فتعرف بالرونتكن (Roentgen)، وهذه الوحدة تنحصر غالباً في اشعاعات كاما والاشعة السينية. تعرف هذه الوحدة بكمية الاشعاع الساقط المتولد عنه مقدار من الشحنات الكهربائية مجموعها 2.5×10^4 كولوم في ١ كغم من الهواء. وهذا التعريف بصورة عامة مشابه لتعريف وحدة الشحنات الكهربائية في ١ سم^3 من الهواء الجاف بدرجة الصفر المئوي وضغط 760 مليمتر زئبق، اي تحت الظروف القياسية.

اما وحدة جرعة الامتصاص (Absorbed Dose Unit) فيطلق عليها بالراد (Rad)، حيث يمثل (الراد) الطاقة الممتصة والمساوية الى 100 ارك وذلك من قبل ١ غم من المادة المعرضة للاشعاع (او 0.01 جول /كغم) وهذه الوحدة تطبق على كل انواع الاشعاعات والمواد.

واخيراً، فان وحدة الجرعة المكافئة (Dose Equivelent Unit) يطلق عليها بالريم (rem)، حيث يعرف (الريم) بكمية الطاقة الممتصة من قبل المادة المعرضة للاشعاع مضروباً بالتأثير البايلوجي النسبي الذي يقصد به التأثير الحاصل عندما تتعرض مادة الى اشعاعات مختلفة حيث لايكون هذا التأثير متساوياً بالشدة على الاطلاق.

مثال :

احسب فعالية 1 gm من الراديوم -226. اذا كان عمر النصف له مساوياً الى ($t_{1/2} = 1620$ year)

$$\lambda = \frac{0.693}{t_{1/2}} = \frac{0.693}{1.62 \times 10^3 (y)}$$

$$= 1.38 \times 10^{-11}\ Sec^{-1}$$

في كل 1 gm من الراديوم هناك 6.02×10^{23} ذرة (عدد افوكادور). اذن 1 gm من (الراديوم) يحوي على N ذرة نشطة اشعاعياً

$$N = \frac{N_A}{A} = \frac{6.62 \times 10^{23}}{226} = 2.66 \times 10^{21} \text{ (atom)}$$ ذرة

الفعالية في زمن $t = o$ تساوي :

$$A = \lambda N$$

$$= 1.3 \times 10^{-11} \text{ Sec}^{-1} \times 2.66 \times 10^{21}$$

$= 3.7 \times 10^{10}$ تحلل بالثانية (disintegration/sec)

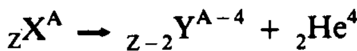
الفصل الخامس

انماط الانحلال النووي Nuclear decay modes

5.1 الانحلال بأنبعاث جسيمات الفا (α)

بعد أن تم شرح ومناقشة النشاط الأشعاعي بصورة مفصلة، وبينا أن أنبعاث جسيمات الفا وبيتا وأشعاع كاما هو عبارة عن أنبعاث دائم من نوى منحلة، لذا سوف يتم بصورة مفصلة شرح خواص كل انحلال على انفراد مبتدئين بأنحلال جسيم الفا (α) الذي هو عبارة عن نواة ذرة الهليوم $_{2}He^{4}$.

في عملية انحلال جسيم الفا، تنحل نواة الأم $_{Z}X^{A}$ الى نواة وليدة $_{Z-2}Y^{A-4}$ تلقائياً وعلى الشكل التالي :

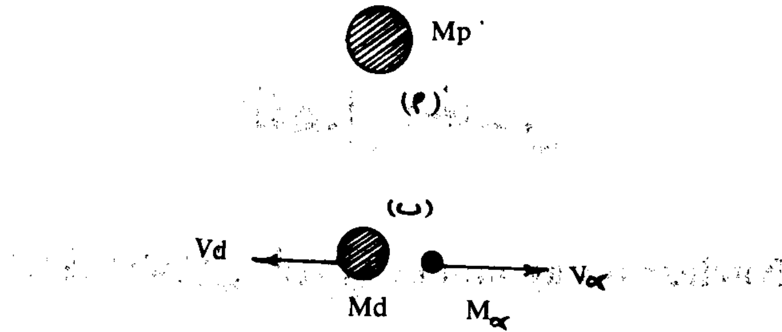


$$_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z-2}Y^{A-4} + {}_{2}He^{4}$$

اي ان التحول من نواة الأم الى نواة وليدة يصحبه تغير بقيمة العدد الكتلي (Z)، لذا فأن الخواص الكيماوية للنواة الوليدة سوف تختلف عن الخواص الكيماوية لنواة الأم

5.2 طاقة الانحلال

من الممكن ايجاد قيمة طاقة وسرعة جسيم الفا عند أنحلال نواة الأم وذلك بأستخدام مبدأي حفظ الطاقة والزخم. لنفرض الان ان كتلة نواة الام هي Mp ولتكن ساكنة قبل الانحلال وبذلك يكون زخمها الخطي مساوياً الى صفر. فعندما تبعث جسيم الفا ذات كتلة m_α وسرعة V_α، فأن كتلة النواة الوليدة M_d ترتد بأتجاه معاكس وبسرعة V_d كما هو موضح بالشكل (5-1)



شكل (5-1) (أ) قبل الانحلال، (ب) بعد الانحلال، جسيم الفا ونواة الوليدة ينبعثان بأتجاهين متعاكسين وذلك لحفظ الزخم.

فأذا اعتبرنا اولاً مجموع الطاقات قبل الانحلال E_1 مساوياً الى مجموع الطاقات بعد الانحلال E_2 (قانون حفظ الطاقة)، اذن :

$$E_1 = E_2 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (5\text{-}1)$$

او

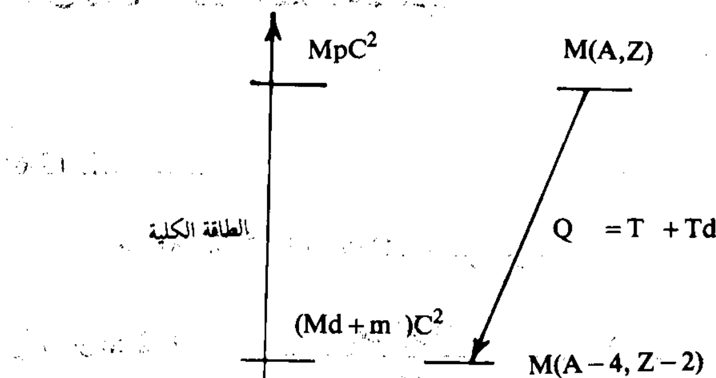
$$M_p C^2 = M_d C^2 + T_d + m_\alpha C^2 + T_\alpha \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (5\text{-}2)$$

حيث T_α , T_d الطاقة الحركية للنواة الوليدة وجسيم الفا على التوالي، ايضاً بالامكان كتابة معادلة (5-2) كما يلي :

$$T_d + T_\alpha = Q_\alpha = [M_p - (M_d + m_\alpha)] C^2 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (5\text{-}3)$$

حيث Q_α هي الطاقة الكلية المتحررة وتمثل طاقة الانحلال (decay energy) ان

طاقة الانحلال تأتي من مجموع الطاقات الحركية لنتائج الانحلال او من الفرق بين كتلة نواة الام والنواة الناتجة شكل (5-2) .



شكل (5-2) يوضح طاقة الانحلال $Q\alpha$ المتحررة في عملية انحلال جسيم الفا .

ان قيمة $Q\alpha$ يجب ان تكون موجبة ومن هذا يتحقق الشرط في الانحلال التلقائي لجسيم الفا والذي تكون فيه كتلة السكون الى نواة الام اكبر من مجموع كتل السكون لكل من النواة الوليدة وجسيم الفا . يعبر بشكل اعتيادي عن قيمة $Q\alpha$ بدلالة الكتل الذرية بدلاً من قيم الكتل النووية لذا فبالأمكان اضافة او طرح (Zm_e) فقط ، حيث m_e كتلة الالكترون ، وبذلك تصبح معادلة (5-3) كما يلي :

$$Q\alpha = [M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - m(4,2)]C^2 \quad \text{........(5-4)}$$

حيث $Mp + Zm_e = M(A,Z)$ ، $M_d + (Z-2)m_e = M(A-4,Z-2)$ ،
و $m(4,2) = m_\alpha + 2m_e$ ، هي الكتل الذرية لذرة الام والوليدة والهليوم على التوالي .

من الممكن حساب قيمة طاقة الانحلال $Q\alpha$ بسهولة وبدلالة الطاقة الحركية $T\alpha$ لجسيم الفا كما يلي معادلة (5-3) :

$$Q_\alpha = T_d + T\alpha$$

فأذا اعتبرنا ان قيم $T\alpha$ T_d صغيرة جداً بحيث من الممكن إستخدام العلاقات غير النسبية لحساب قيم هذه الطاقات ، عليه تكون :

$$(T_d = 1/2\ M_d\ V^2_d\ , T\alpha = 1/2\ m\alpha V^2\alpha)$$

او تصبح معادلة (5-3) كما يلي :

$$Q_{\alpha}= 1/2\, M_d\, V^2_d + 1/2\, m_{\alpha}\, V^2_{\alpha} \quad \text{.................(5-5)}$$

كذلك بأستخدم قانون حفظ الزخم يكون :

$$P_d = P_{\alpha}$$

او

$$M_d \cdot V_d = m_{\alpha} V_{\alpha} \quad \text{.......................(5-6)}$$

من معادلة (5-5) و (5-6) ، نحصل على :

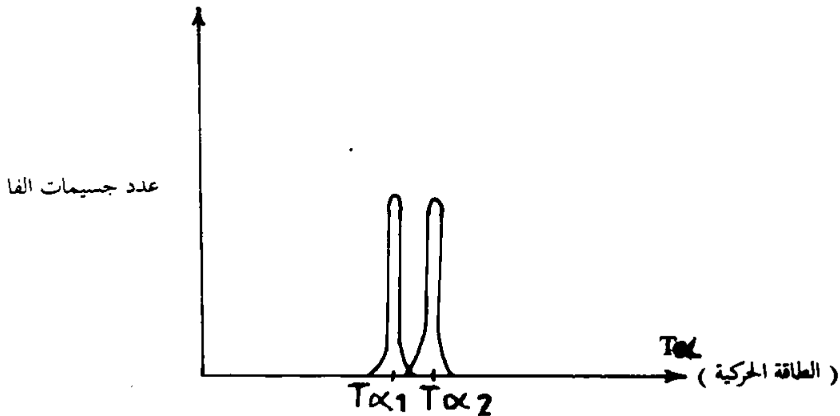
$$Q_{\alpha} = \frac{1}{2} M_d \left[\frac{m_{\alpha} V_{\alpha}}{M_d} \right]^2 + 1/2\, m_{\alpha} V^2_{\alpha}$$

او

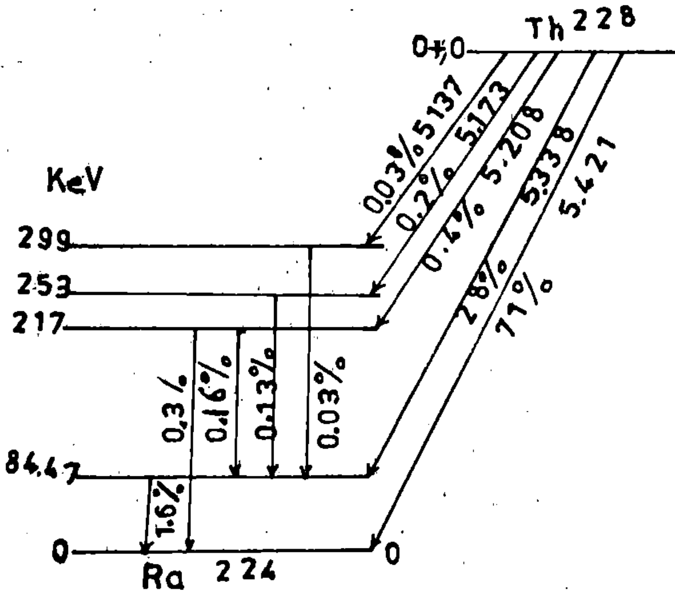
$$Q_{\alpha} = T_{\alpha} \left[\frac{m_{\alpha}}{M_d} + 1 \right] \quad \text{.......................(5-7)}$$

او

$$T_{\alpha} = \frac{Q_{\alpha}}{1 + (m_{\alpha}/M_d)} \quad \text{.......................(5-8)}$$



الشكل (5-3) طيف الطاقة لجسيمات الفا .



الشكل (5-4)

انحلال الثوريوم 

(الخطوط المائلة تمثل مجاميع جسيمات الفا . اما الخطوط العمودية فتمثل اشعة كاما)

من المعقول اذا قلنا بأن قيم M_d m_α تساوي تقريباً 4/A-4 وبذلك فأن معادلة (5-8) تصبح :

$$T\alpha = \frac{A-4}{A} \; /Q\alpha/ \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (5\text{-}9)$$

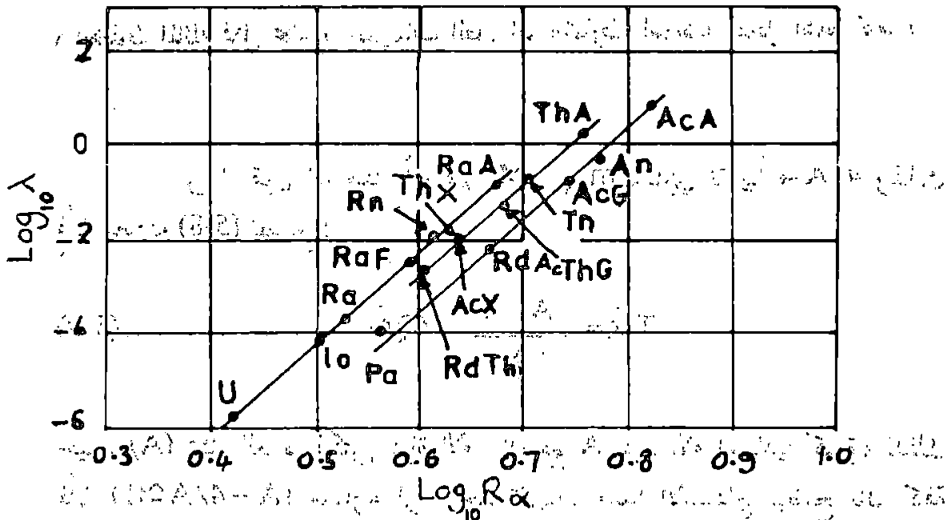
حيث (A) تمثل العدد الكتلي لنواة الام . ان قيم A لنواة الام اعتيادياً كبيرة ، لذلك فأن ($A-4/A \simeq 1$) مساوية الى واحد تقريباً . وهذا الاستنتاج يوضح بأن كافة طاقة الانحلال $Q\alpha$ قد تذهب كطاقة حركية لجسيم الفا .

5.3 طيف جسيمات الفا :

اولاً :

عند دراسة طيف الطاقة لجسيمات الفا نلاحظ ان هذا الطيف متكون من عدد من الخطوط المنفصلة والمميزة ، شكل (5-3) ، التي تمثل النويات المختلفة التي تتحلل اليها النواة حتى تنتهي الى الحالة النهائية ، وتكون النواة الناتجة من الانحلال مثارة او متهيجة في اي من مستويات الطاقة بعدها تعود الى الحالة الارضية ببعث اشعة كاما .

وعلى سبيل المثال وعند دراسة انحلال عنصر الثوريوم $_{90}Th^{228}$ الى الرادون $_{88}Ra^{224}$ نلاحظ انبعاث خمس مجاميع من جسيمات الفا وبطاقات مختلفة ، شكل (5-4) . هناك مجموعة واحدة فقط طاقة جسيمات الفا فيها (5.42 MeV) ويكون انتقالها من الحالة الارضية لنواة الام الى الحالة الارضية للنواة الوليدة . اما المجاميع الاربع فتترك النواة الوليدة في حالة التهيج والتي تعود بعدها الى الحالة الارضية باعثة اشعة كاما التي وجدت انها في حالة تطابق زمني مع انبعاث جسيمات الفا . من الملاحظ ان وجود هذه المجاميع من اطياف طاقة جسيمات الفا قد برهن على ان طاقة جسيمات الفا هي عبارة عن طاقات منفصلة .



شكل (5-5) العلاقة بين لوغارتم ثابت الانحلال (Log λ) ولوغارتم المدى LogR، وذلك لجسيمات الفا المنبعثة من مصادر نشطة اشعاعياً مختلفة .

ثانياً :

من خلال البحوث التجريبية لوحظ ان معظم جسيمات الفا المنبعثة من نوى نشطة اشعاعياً لها طاقات تتراوح بين (4-10 MeV) وان هناك علاقة مباشرة بين طاقة هذه الجسيمات وعمر النصف للنواة المنحلة، حيث ان النواة التي عمر النصف فيها طويل تبعث جسيمات الفا بطاقة قليلة، اما النواة التي عمر النصف فيها قصير فأنها تبعث جسيمات الفا بطاقة كبيرة. أن اول من اوضح العلاقة بين طاقة جسيمات الفا وعمر نصف النواة هما العالمان نيوتل وكايكر (Nuttall and Geiger)، حيث تمكنا من ايجاد علاقة خطية بسيطة تربط ثابت الانحلال $\lambda(=0.693/t_{1/2})$, R_α في الهواء والرصاص وكما يلي :

$$\log \lambda = a + b + \log R_\alpha \qquad \text{.................}(5\text{-}10)$$

حيث (a,b) ثوابت يمكن الحصول على قيمهما من الشكل (5-5). كذلك لوحظ ان هناك علاقة بين شدة المجموعة وطاقة المجموعة. فالمجموعة التي تحوي على جسيمات الفا بطاقة عالية تكون شدتها عالية، اما المجموعة التي تحوي على جسيمات الفا بطاقة واطئة تكون شدتها قليلة، لاحظ شكل (5-4). اما الجدول (5-1) فيوضح ماورد اعلاه.

الجدول (5-1) يوضح العلاقة بين طاقة جسيمات الفا وعمر النصف للنواة المنحلة

مصدر جسيمات الفا	طاقة الفا (MeV)	عمر النصف (t1/2)	ثابت الانحلال ( )
$_{90}Th^{232}$	4.05	1.39×10^{10} Year	$1.5\times10^{-18}sec^{-1}$
$_{92}U^{238}$	4.18	4.49×10^{9} Year	4.9×10^{-18} sec^{-1}
$_{83}Bi^{212}$	6.09	2.99 hr	6.4×10^{-4} sec^{-1}
Em^{218}	7.25	1.9×10^{-2} sec	36.4 sec^{-1}
$_{85-}At^{45}$	8.0	10^{-4} sec	10^{4} sec^{-1}

مثال

$_{94}Pu^{240}$ ينحل بعمر نصف قدره 6760 year باعثاً مجموعتين من جسيمات الفا وبطاقة 5.12 MeV, 5.17 MeV على التوالي. ماهي طاقة الأنحلال لكل مجموعة وكذلك طاقة اشعة كاما؟

الحل:

$$T\alpha = \frac{A-4}{A} \; Q\alpha \qquad \text{or} \quad Q\alpha = \frac{A}{A-4} \, T\alpha$$

$$Q\alpha_1 = (240/236).\ 5.17 = 5.25 \text{ MeV}$$
$$Q\alpha_2 = (240/236).\ 5.12 = 5.20 \text{ MeV}$$

عندما ينحل Pu^{240} بطاقة انحلال 5.12 MeV فأن النواة الوليدة تبقى في حالة تهيج بعدها تستقر الى الحالة الارضية باعثة اشعة كاما وبطاقة مقدارها :

$$h\nu = Q_1 - Q_2$$

$$= 5.25 - 5.20$$
$$= 0.05 \text{ MeV}$$

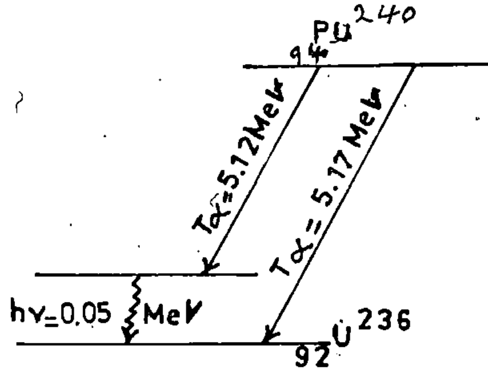
القيمة 0.05MeV مطابقة للقيمة التي قيست تجريبياً والبالغة 0.045 MeV .

5.4 نظرية انبعاث جسيمات الفا

ان النظريات التقليدية (الكلاسيكية) لم تستطع تفسير ميكانيكية انحلال جسيم الفا. لكن امكن تفسير هذه الميكانيكية بصورة وصفية على اساس الميكانيكا الكمية او الموجيه. كلنا يعلم انه عندما تقترب جسيمة مشحونة بشحنة موجبة من نواة فأنها تجابه حاجزاً مسبباً عن قوة تنافر كولوم بينهما، ويسمى هذا بحاجز الجهد الكولومي، ويعرف اقصى ارتفاع لهذا المنحني بأرتفاع الحاجز. لذلك وفقاً لمقتضيات الفيزياء الكلاسيكية لابد ان تكونالطاقة الحركية للجسيمة اكبر من

حاجز كولوم لتتمكن من اختراق النواة للداخل فمثلاً عنصر ال $_{84}Po^{214}$ يبعث جسيمات الفا بطاقة حركية (7.68 MeV) . فأذا حاولنا اسقاط هذه الجسيمات على هدف ، كصفيحة رقيقة من اليورانيوم $_{92}U^{238}$ ، فأن هذه الجسيمات سوف ترتد لان طاقتها غير كافية لعبور الحاجز كما هو موضح بالشكل (5-6) .

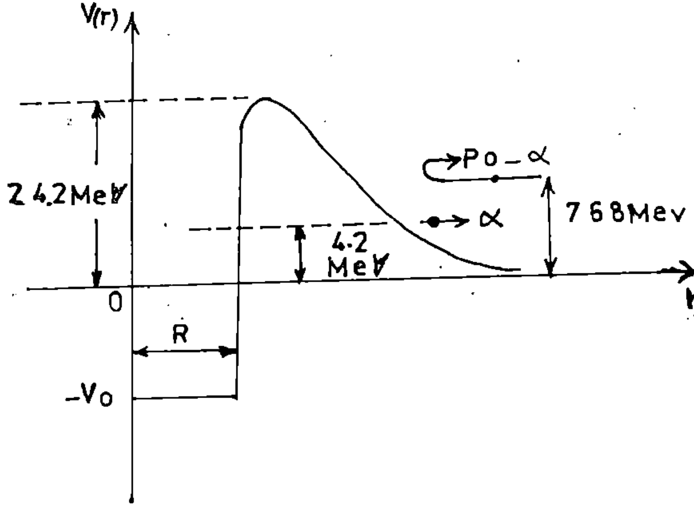
كذلك ومن حجة اخرى نجد ان الطاقة الحركية لجسيمات الفا المنبعثة من نواة اليورانيوم $_{92}U^{238}$ تبلغ حوالي 4.2 MeV فقط ، مع العلم ان ارتفاع حاجز الجهد لنواة اليورانيوم حوالي 24.2 MeV . شكل (5-7) .



اذن السؤال الذي يطرح نفسه هو كيف لجسيمات الفا والتي طاقتها بين (4-10)MeV تستطيع الخروج من النواة التي ارتفاع حاجز جهدها الكولومي اكبر من ذلك .

لقد فسر (كامو وكوندن وكورني) Gamow, Condon and Gurney عام 1928 ولاول مرة بنجاح الانحلال الاشعاعي للنواة ببعث جسيمات الفا على اساس النفوذ من حاجز الجهد الكولومي .

ان جسيمات الفا الخارجة من اي نوع من النوى التي عددها الذري Z ، تخرج حاملة نفس الطاقة الحركية $T\alpha$ وتكون قيمتها اقل بكثير من حاجز الجهد لتلك النواة . لنفرض ان لدينا مستوياً للطاقة داخل نواة عددها الذري Z وعددها الكتلي A ونصف قطرها R . ولنفرض ايضاً وجود جسيمة الفا في النواة بطاقة $T\alpha$ تتحرك ضمن المجال الكروي اي ضمن نصف القطر R والذي هو اصلاً متكون نتيجة حاجز الجهد بالنسبة للنواة الوليدة نتيجة لحركة جسيم الفا للامام والخلف فأنها



الشكل (5-6) العلاقة بين ارتفاع حاجز الجهد الكولومي V(r) والمسافة من مركز النواة r .

تكون ارتداداً على نفسها وعلى الحاجز ، وبالتالي استناداً للميكانيك الموجي فأنه يوجد احتمال تكون موجة مرافقة الى جسيمة الفا التي يمكن بها ان تنفذ من حاجز الجهد وتجد نفسها خارج النواة مباشرة وعلى مسافة r_1 ، شكل (7-5) ، لقد اطلق على هذا التأثير بظاهرة النفق (tunnel effect) .

في النقطة r_1 من الممكن حساب الطاقة الكامنة لهذه الجسيمة التي شحنتها 2e والواقعة في مجال كولوم نواة شحنتها (Z-2)e كالآتي :

$$E_o = \frac{(Z-2)e^2}{r_1} \qquad \text{.............................(5-1)}$$

بعد اندفاع جسيمة الفا بعيداً عن النواة وعلى مسافة كبيرة منها تكون طاقتها بأكملها طاقة حركية .

ولنأخذ الان الجانب الرياضي لحساب عمر نصف انحلال جسيمة الفا داخل النواة ومقارنته بالنتائج التجريبية معتمدين النظرية أعلاه .

أن أحتمالية الأنحلال في وحدة الزمن يطلق عليها $\lambda \alpha$ وهذه مساوية الى عدد التصادمات التي تحدثها جسيمات ألفا بجدار النواة في الثانية مضروباً بأحتمالية جسيم الفا على اختراق حاجز الجهد P .

اذن

$$\lambda \alpha = \frac{V_{in}}{R} P \quad \text{.......................(5-17)}$$

حيث V_{in} سرعة جسيم ألفا داخل النواة . حسب الميكانيك الكمي ، P ، الاحتمالية يمكن تمثيلها :

$$P \simeq e^{-\gamma} \quad \text{......................(5-18)}$$

حيث

$$= 2/\hbar \int_{r_1}^{r_2} [2m_o[V(r) - E]]^{1/2} dr \quad \text{....................(5-13)}$$

وبالتعويض نجد قيم

$$V_{in} \simeq 1.7 \times 10^{21} \sec^{-1}$$

$$P \simeq e^{-90} \simeq 10^{-39}$$

اذن

$$\lambda \alpha = 1.7 \times 10^{-18} \sec^{-1}$$

او

$$t_{1/2} = 4.1 \times 10^{17} \sec$$

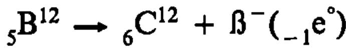
$$= 1.3 \times 10^{10} \text{ Year}$$

هناك تطابق ممتاز بين عمر نصف جسيم الفا داخل النواة المحسوب بالنظرية اعلاه والمقاس تجريبياً $(t_{1/2} = 0.45 \times 10^{10} \text{ Year})$

5.5 الانحلال بأنبعاث جسيمات بيتا (ß)

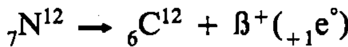
يحدث انحلال بيتا للنواة وذلك ببعث جسيمات بيتا التي تكون شحنتها سالبة وتسمى بيتا سالب (الالكترون) ويرمز له ($ß^-$) واما موجبة وتسمى بيتا موجبة (البوزترون) ويرمز له ($ß^+$) . ولتفسير عملية الانحلال نأخذ مثلاً النوى الثلاث التالية $_5B^{12}$, $_6C^{12}$, $_7N^{12}$ والتي تحوي جميعها على 12 نوية ، مختلفين بعدد البروتونات والنيوترونات (Z,N) ، اي ان النوى الثلاث اعلاه تمثل المتكاتلات Isobars . ان نواة الكاربون $_6C^{12}$ نواة مستقرة تحوي على 6 بروتونات و 6 نيوترونات ، اما نواة البورون $_5B^{12}$ فأنها تحوي على نيوترونات اكثر وكذلك نواة النايتروجين فأنها تحوي على بروتونات اكثر .

وبصورة عامة فأن نواة $_5B^{12}$, $_7N^{12}$ هما نواتان غير مستقرتين تحاولان الاستقرار وذلك بجعل مستويات الطاقة لكل منها مملوءة بأعداد متساوية من البروتونات والنيوترونات . لو نأخذ نواة $_5B^{12}$ فأنها تتحلل الى مستوى طاقة اقل بتحويل احد النويات من النيوترون الى البروتون . آخر نيوترون ينتقل الى مستوى طاقة اقل وهو المستوى الذي فيه عدد البروتونات قليلة ، وهذا التحويل يعطي نواة الكاربون المستقرة . ولحفظ الشحنة في عملية التحويل هذه يجب ان تخلق وحدة شحنة سالبة واحدة يطلق عليها الالكترون ويرمز لها $ß^-$.



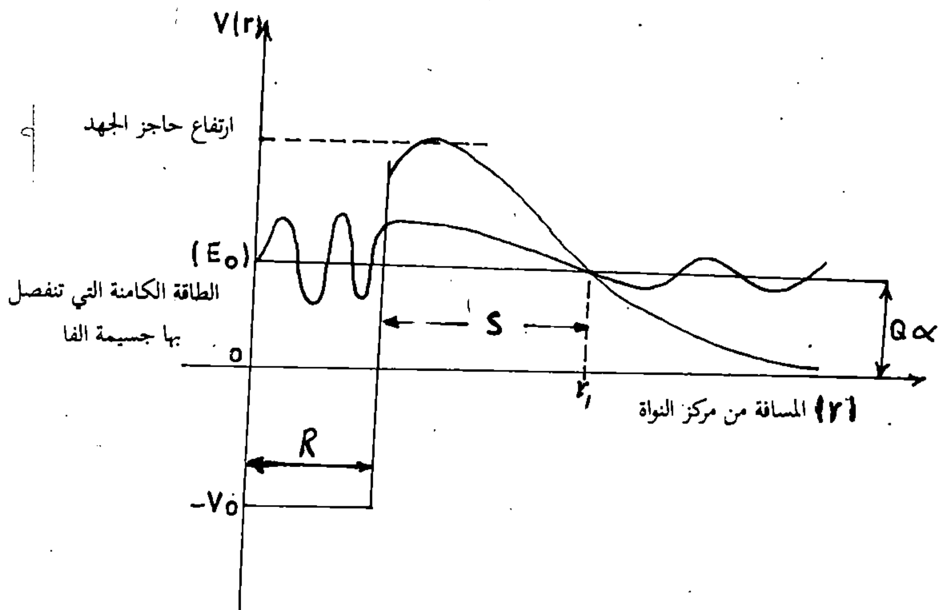
$$_5B^{12} \rightarrow {}_6C^{12} + ß^-({}_{-1}e^{\circ})$$

اما نواة النايتروجين $_7N^{14}$ فأنها تنحل الى مستوى طاقة اقل بتحويل احدى النويات من البروتون الى النيوترون . اخر بروتون ينتقل الى مستوى طاقة اقل وهو المستوى الذي فيه عدد النيوترونات قليلة ، وهذا التحول يعطي نواة الكاربون المستقرة . ولحفظ الشحنة في عملية التحويل هذه يجب ان تخلق وحدة شحنة موجبة واحدة يطلق عليها البوزترون ويرمز لها $ß^+$.



$$_7N^{12} \rightarrow {}_6C^{12} + ß^+({}_{+1}e^{\circ})$$

عمليات الانحلال هذه من الممكن ملاحظتها من خلال الشكل (5-8) .
النواة $_6C^{12}$ تقع على خط الاستقرار للنوى الموجودة في الطبيعة . بينما $_5B^{12}$ تقع فوقه و $_7N^{12}$ تقع تحته .



الشكل (5-7) ميكانيكية انحلال جسيم الفا نسبة الى نظرية (كاما وكندن وكورني) (S) تمثل عرض حاجز الجهد ــ يلاحظ الازاحة لدالة الموجة كبيرة داخل البئر وصغيرة خلال او خارج الحاجز

5.6 طاقة الانحلال

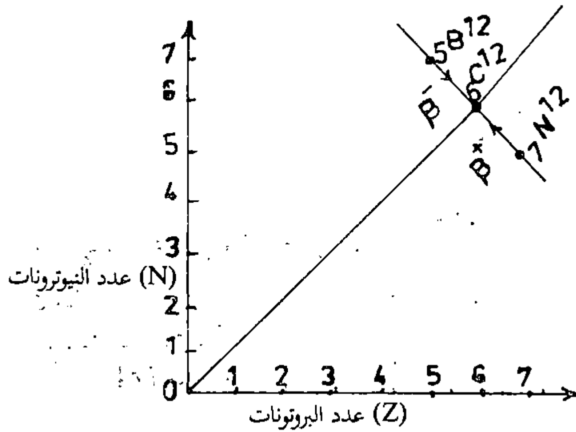
ان الطاقة اللازمة للانحلال المصحوب بأنبعاث جسيمات بيتا يحصل من الفرق بين كتلة الذرة الاصلية ذات العدد الكتلي A والعدد الذري Z ومجموع كتل الذرة النهائية ذات العدد الكتلي A والعدد الذري $(Z+1)$ وجسيمة بيتا .

من الممكن حساب قيمة هذه الطاقة وذلك بأستخدام قوانين حفظ الطاقة ومن ثم حساب سرعة جسيم بيتا . مرة اخرى يمكننا تمثيل حالات انحلال جسيم بيتا كالآتي :



$${}_{z}X^{A} \longrightarrow {}_{z+1}Y^{A} + {}_{-1}e^{\circ}(\beta^{-})$$
$${}_{z}X^{A} \longrightarrow {}_{z-1}Y^{A} + {}_{+1}e^{\circ}(\beta^{+})$$

لنفرض اولاً انحلال جسيم β^{-} ونعتبر ان m_e, M_d, M_p هي كتل نواة الأم والوليدة



الشكل (8-5) يمثل انحلال β^+ من $_7N^{12}$ وانحلال β^- من $_5B^{12}$ الى $_6C^{12}$ المستقر

والالكترون على التوالي ، وكذلك قيم T_d و $T_e(max.)$ الطاقة الحركية للنواة الوليدة والطاقة الحركية العظمى للالكترون . اذن من مبادىء حفظ الطاقة يكون

$$M_pC^2 = M_dC^2 + T_d + m_eC^2 + T_e(max.) \quad ....(5\text{-}14)$$

T_p تساوي صفراً على اعتبار ان نواة الأم ساكنة قبل الانحلال . بالامكان التعبير عن طاقة جسيم بيتا بدلالة طاقة الانحلال Q_β كما يلي :

$$T_d + T_e(max.) = Q_\beta = (M_p - M_d - m_e)c^2 \quad ....(5\text{-}15)$$

وكما تطرقنا سابقاً يعبر عن قيم طاقة الانحلال (Q) بصورة عامة بدلالة الكتل الذرية بدلاً من الكتل النووية . لذا بالامكان فقط اضافة او طرح Zm_e ، حيث m_e كتلة الالكترون ، من الطرف الايمن للمعادلة (14-5) وبذلك تصبح معادلة طاقة الانحلال بالنسبة الى β^- و β^+ كما يلي :

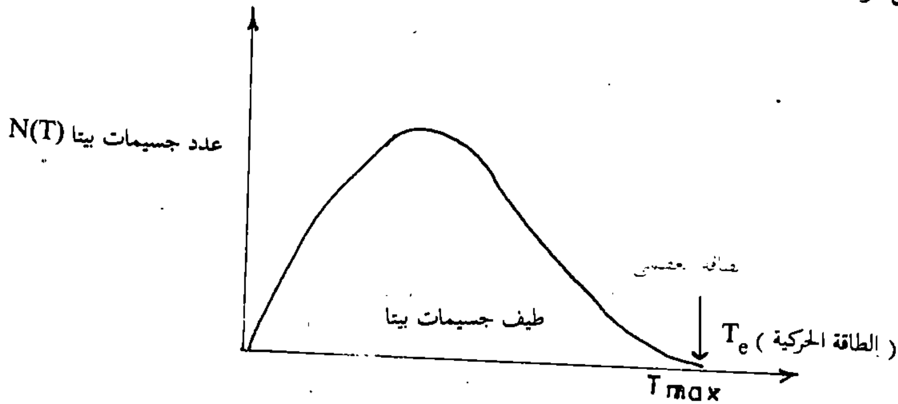
$$Q_{\beta^-} = [M(Z) - M(Z+1)]\,C^2 \quad ....(5\text{-}16)$$

$$Q_{\beta^+} = [M(Z) - M(Z-1) - 2m_e]\,C^2 \quad ....(5\text{-}17)$$

من معادلة (14-5) طاقة الانحلال تذهب جميعها كطاقة حركية عظمى للالكترون على افتراض ان كتلة النواة الوليدة كبيرة اذا ماقورنت بكتلة الالكترون ، وبذلك يصبح من الممكن كذلك معرفة قيمة سرعة الالكترون Vmax .

5.7 طيف جسيمات بيتا

يمتاز طيف الطاقة بالنسبة لجسيمات بيتا بنوعيها (β^- , β^+) والمنبعثة من نواة ذرة نشطة اشعاعياً بكونه طيفاً مستمراً ابتداءً من الصفر وانتهاءً بطاقة عظمى (Tmax.) ويبين المنحني في الشكل (5-9) الطيف المستمر لاشعة بيتا من عنصر البزموث -210 من الشكل يلاحظ ان للمنحني نقطة عظمى لقيمة N(T) تعتمد على نوع النواة المنحلة ، كذلك فأن اعظم قيمة للطاقة الحركية (Tmax.) تختلف من نواة الى اخرى ، ولكن بصورة عامة تكون قيمتها مساوية او مقاربة الى قيمة Q لكل نواة .



شكل (5-9) يوضح العلاقة بين عدد جسيمات بيتا المنبعثة N(T) وطاقتها الحركية T .

5.8 نظرية انحلال جسيم بيتا

بعد ان اوضحنا في الفقرة السابقة (5-7) خواص الطيف المستمر لجسيمات β واعتبرنا ان قيمة الطاقة العظمى تكون مساوية او مقاربة الى طاقة الانحلال Q . حاول باولي عام 1931 وضع تفسير لتوزيع طيف الطاقة المستمر بالنسبة لجسيمات بيتا وكذلك حفظ الطاقة في عمليات الانحلال . فقد اقترح باولي انبعاث جسيمتين من النواة في عملية انحلال β ، وان الطاقة الكلية لهاتين الجسيمتين ثابتة ومساوية الى الطاقة العظمى النهائية في طيف جسيمات بيتا ، اي قيمة Q ، على اساس ان طاقة النواة المرتدة صغيرة جداً بسبب كتلتها الكبيرة . وان احدى هاتين الجسيمتين هو الالكترون اما الجسيم الاخر فيجب ان يكون متعادل الشحنة وذو

كتلة صغيرة جداً او مهملة . لقد اطلق على هذا الجسيم بالنيوترينو (neutrino) ويرمز له بـ (ν) .

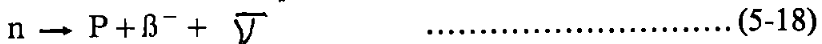
هناك سبب اخر لأدخال النيوترينو في انحلال جسيمات بيتا ، وهو مبدأ حفظ الزخم الزاوي الذي يجب ان ينطبق في عمليات الانحلال النووية . ففي انحلال بيتا نجد عدد النويات (A) لنواة الام . فأذا كان هناك تغير في الزخم الزاوي الكلي فلابد ان يكون مضاعفاً صحيحاً وليس نصف زائداً مضاعف صحيح . فأذا اعتبرنا ان برم (الزخم الزاوي) لجسيم بيتا هو $1/2\hbar$ اذن يجب ان تنبعث جسيمة اخرى بزخم زاوي مقداره $1/2\hbar$ وبنفس وقت انبعاث جسيم بيتا وذلك لحفظ الزخم الكلي للمجموعة وهذا الجسيم هو النيوترينو .

5.9 النيوترينو والنيوترينو المضاد

ان النظرية الحالية التي عززت بنتائج عملية اوضحت بأنه يوجد نوعان مختلفان من النيوترينو . النوع الاول الذي فرضه باولي (النيوترينو) والاخر اطلق عليه بالنيوترينو المضاد (antineutrino) ويرمز له بـ ($\bar{\nu}$) حيث يمتلك خواص النيوترينو نفسه . ومن الممكن ان نفرق بين النيوترينو والنيوترينو المضاد من خلال برم كل منهم . فالنيوترينو يدور حول نفسه بأتجاه عقرب الساعة وبذلك تكون متجهة البرم ($S\nu$) معاكس لاتجاه زخمه الخطي ($P\nu$) شكل (5-10-a) .

اما النيوترينو المضاد فيدور حول نفسه بأتجاه معاكس لعقرب الساعة وبذلك تكون متجهة البرم ($S\bar{\nu}$) بنفس اتجاه زخمة الخطي ($P\bar{\nu}$) شكل (5-10-b)

ان النيوترينو (او النيوترينو المضاد)، مثل الالكترون او البوزترون ، غير موجود داخل النواة وأنما يتولدان اثناء الانحلال كما يلي :

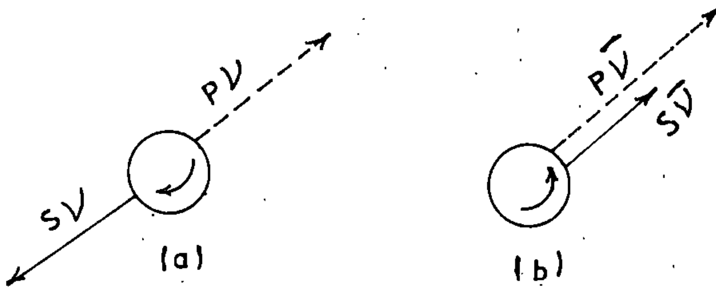


$$n \rightarrow P + \beta^- + \bar{\nu} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots (5\text{-}18)$$

او في حالة انبعاث البوزترون والنيوترينو كما يلي :

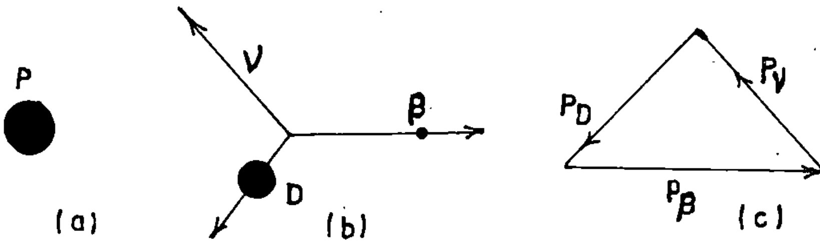


$$P \rightarrow n + \beta^+ + \nu \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots (5\text{-}19)$$



الشكل (5-10) a – للنيوترينو ، b – للنيوترينو المضاد .

من المعادلات (18-5) ,(19-5) نلاحظ انه من الممكن جمع الزخوم الخطية المرافقة للاجسام الثلاثة بعد الانحلال (على اعتبار ان نواة الام قبل الانحلال تكون في حالة سكون) على شكل موجهات لتعطي قيمة الزخم الكلي للمجموعة والمساوى الى صفر ، شكل (11-5) .



شكل (5-11)

a ــ نواة الام قبل الانحلال .

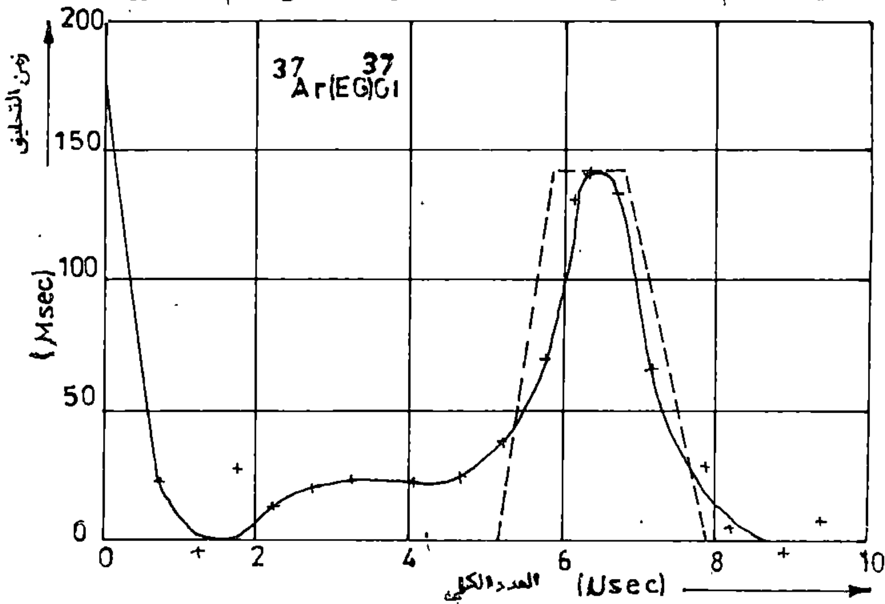
b ــ النواة الوليدة ، جسيم بيتا ، والنيوترينو (بعد الانحلال) .

c ــ مجموع الزخوم الخطية ، ممثلاً بمثلث ومساوياً الى صفر .

5.10 الكشف عن النيوترينو

بعد افتراض وجود النيوترينو من قبل باولي لتفسير الانحلال المصحوب

بأنبعاث جسيمات بيتا وجد ان الصفات التي حدد بها النيوترينو جعلت الكشف عنه بتجربة مباشرة صعباً جداً وان طرق الكشف عن النيوترينو صنفت الى الطريقة غير المباشرة والطريقة المباشرة. في بداية الامر كانت كافة المحاولات التجريبية والى وقت قريب هي الكشف عن النيوترينو بصورة غير مباشرة. وكما علمنا سابقاً فأن النيوترينو جسيمة لاشحنة لها ولها زخم زاوي (برم) مقداره $1/2\hbar$ وكذلك كتلتها في السكون صفرٌ او صغيرٌ جداً اذا ماقورنت مع كتلة الالكترون ولها طاقة وزخم. من المحاولات الاولى للبرهنة بصورة تجريبية على صحة فرضية النيوترينو كانت التجربة التي اجراها « كرين وهالبرن » «Crane and Halpern» 1938 في حجرة السحاب بأستخدام احد بواعث جسيمات بيتا السالبة وهو Cl^{38}. من مبدأ حفظ الزخم اصبح واضحاً بأنه لو انبعث الالكترون وحده من النواة لوجب على النواة الناتجة ان ترتد بزخم يساوي ويعاكس في الاتجاه زخم الالكترون. اما اذا انبعث النيوترينو في نفس لحظة انبعاث الالكترون فأنه سوف يحمل معه بعض الزخم، ويكون توزيع الزخم بين الجسيمتين الخفيفتين بحيث اذا كانت طاقة الالكترون كبيرة كان زخمه كبيراً ايضاً وبهذا يكون زخم النيوترينو صغيراً ومهملاً، واذا كانت طاقة الالكترون صغيرة كان زخمه صغيراً ايضاً وبذلك يصبح زخم النيوترينو ذو قيمة ممكن قياسها تجريبياً، اي ان زخم ارتداد النواة الناتجة لابد ان يكون اكبر من زخم الالكترون.



شكل (5-12) يوضح النتائج التجريبية الخط المتصل، حيث يمثل التوزيع لسرع Cl^{37} المرتدة. الخط المنقط يمثل التوزيع المتوقع

اشعة الفناء
نيوترون
اجهزة الكترونية
A
B
C
0,511
0,511
مجموع
9,1
MeV
10 Msec
$\bar{\nu}$
فناء
بوزترون
مسك cd
مضخمات ضوئية
عداد وميضي (سائل)

شكل (5-13) مخطط للاجهزة المستخدمة في عملية الكشف عن النيوترينو المضاد.

ففي هذه التجربة حاول « كرين وهالبرن » قياس زخوم ارتداد النوى الناتجة من الانحلال وقد وجد انه عند انبعاث جسيمات بيتا بطاقة عالية فأن زخم النواة المرتدة يكون اكبر من زخم الالكترون. لم تكن الدقة في هذه التجربة عالية. فقد كانت احدى الصعوبات سرعة النواة المرتدة والتي كانت صغيرة فلم يكن بالامكان قياس طول مسارها داخل الحجرة. بعدها اجريت تجارب عديدة اضافية، بعد ان ادخلت عليها بعض التحسينات، على ارتداد النوى الناتجة من انحلال بيتا وقد اعطت نفس النتائج المذكورة توأ. من هذه التجارب تجربة « رودباك والن » « Rodebaek and Allen » « 1952 » في انحلال الاركون، $_{18}Ar^{37}$، بأسر الالكترون في التفاعل:

$$_{18}Ar^{37} + e_k^{-1} \xrightarrow{t_{1/2} = 50.6\ day} {}_{17}CL^{37} + \bar{\nu} + Q \quad \ldots\ldots\ldots\ldots(5\text{-}20)$$

ان الطاقة المتحررة (Q) في هذا التفاعل ماهي الا الفرق في الكتلة $Ar^{37} - Cl^{37}$,0.814 MeV، على فرض ان كتلة السكون للنيوترنيو مهملة. الشكل (5-12) يوضح النتائج التجريبية، الخط المتصل، بينما يوضح الخط المنقط التوزيع المتوقع فيما لو كانت النوى المرتدة ذات طاقة واحدة، وقد حسب هذا الاخير على اساس حفظ الزخم الخطي بين النيوترينو والنواة المرتدة واشتراكهما في حمل طاقة التفاعل (Q). لقد اعطت هذه التجربة نتائج توضح الاتفاق الجيد بين التجربة والنظرية.

ان اول تجربة للكشف عن النيوترينو (أو النيوترينو المضاد) بصورة مباشرة تم أجراؤها من قبل « رينز وكاون » (1953) وذلك من خلال تفاعله مع المادة خاصة تفاعله مع البروتونات ، وقد أستعملا السيل الوافر من النيوترينو المضاد والمنبعث بصورة مستمرة من انحلال بيتا لشظايا الأنشطار التي تنتج خلال عمل مفاعل نووي كبير . والتفاعل المتوقع حدوثه بين النيوترينو المضاد ($\bar{\nu}$) والبروتون (p) هو تكوين النيوترون (n) وبعث البوزترون كما في المعادلة :



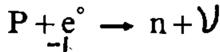
$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + \beta^+$$

الشكل (5-13) يوضح مخططاً للاجهزة المستخدمة في عملية الكشف ، حيث يسمح للنيوترينو المضاد $\bar{\nu}$ بدخول عداد وميضي يحوي على سائل عضوي . ان المقطع العرضي (Cross – section) المقدر للتفاعل اعلاه هو $(6\times10^{-20}$ barn) وبذلك فأن عدد الحوادث المسجلة يجب ان تتراوح بين 10 الى 30 في الساعة . ولاجل التأكد من حدوث التفاعل اعلاه لابد من الكشف عن التأثيرات التي يحدثها كل من النيوترون والبوزترون . فالبوزترون عند مروره في السائل بسبب انبعاث اشعة الفناء (annihilation) ، وهذه الاشعة تسبب بدورها الومضات التي يكشف عنها . اما النيوترونات فيكشف عنها بأضافة كمية من الكادميوم الى السائل ، حيث يستطيع الكادميوم اسر النيوترونات حسب التفاعل (n-γ) . ان الومضات الناتجة عن اشعة كاما ومن أسر النيوترون في الكادميوم تحدث بعد حوالي ($10\,\mu s$) من الومضات المسببة عن اشعة الفناء . حيث يجري الكشف عن هذه الومضات من خلال انابيب المضاعفات الضوئية (Photo multi plire) . ويجري التفريق بين اشعة الفناء واشعة كاما الأسر من الاختلاف البسيط بين النبضتين (Pulses) الناتجتين عنهما في اجهزة الكشف .

5.11 انحلال البوزترون وعملية اسر الالكترون :

لقد تم شرح عملية انحلال β^- , β^+ في الفقرات السابقة وبينا ان حدوث انبعاث β^- من النوى يحصل عندما تكون قيم n/p كبيرة وذلك للوصول الى حالة الاستقرار ، اما العملية المعاكسة والمتوقعة الحدوث في النوى التي تحوي قيم n/p

صغيرة وذلك للوصول الى حالة الاستقرار هي انبعاث البوزترون اي β^+ من النوى. ان تحول البروتون p الى النيوترون n من الممكن حدوثه في طريقتين مختلفتين. الاولى بواسطة انبعاث البوزترون β^+ ($p \rightarrow n + \beta^+ + \nu$) والثانية بواسطة اسر الالكترون من احد مدارات الذرة والذي يكون من المدار K او L وهذه العملية تدعى بأسر الالكترون ويرمز لها (EC).



$$P + {}_{-1}e^{\circ} \rightarrow n + \nu$$

في هذه العملية سوف يبقى فراغ في المدار K يملأ من قبل الالكترونات الموجودة في المدارات الخارجية التي تنتقل الى المدار K باعثة الاشعة السينية. وبما ان الاشعة السينية تنبعث بعد انتقال الالكترون. فأنه من الممكن القول ان الاشعة السينية هي سلوكية النواة الوليدة وليست نواة الام. ان عملية اسر الالكترون لايمكن ان تميز مثلاً بواسطة قذف اي جسيمة، لكن الفحص الكيمياوي للمادة المتولدة نتيجة هذه التحول او فوتونات الاشعة السينية المنبعثة تدلنا على حدوث هذه العملية.

من الممكن حساب قيمة الطاقة المتحررة نتيجة هذا الاسر من المعادلة التالية:

$$Q_{EC} = [M(Z) - M(Z-1)]C^2 \qquad \text{......................(5-21)}$$

حيث $M(Z)C^2$ هي كتلة نواة الام، $M((Z-1)C^2$ كتلة النواة الوليدة بوحدات الكتل الذرية.

5.12 القوة (او التعامل) الذي يسبب انحلال جسيمات بيتا :

نسبة الى فرمي (E.Fermi) هناك تعامل بين النيوترون (n) والالكترون (e^-) والنيوترينو المضاد ($\bar{\nu}$) [او البروتون (p) والبوزترون (e^+) والنيوترينو (ν)] الذي يسبب النيوترون الى بروتون [او البروتون الى النيوترون] مع انبعاث متواصل في الالكترون والنيوترينو المضاد [او البوزترون والنيوترينو]. هذا التعامل هو ضعيف جداً وله مسافة صغيرة جداً او ربما هي بالاصل نقطة تعامل. هذا النوع من التعامل الذي يحسب في انحلال جسيم بيتا يدعى بالتعامل الضعيف. ومن

الممكن تصنيف هذه القوة نسبة الى القوى الباقية الموجودة في الطبيعة وحسب نسبة الشدة على الشكل التالي :

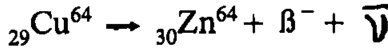
القوة النووية	القوة الكولومية	القوة الضعيفة	قوة الجذب
1	10^{-2}	10^{-13}	10^{-39}

مثال :

بين بأن النظير المشع $_{29}Cu^{64}$ يحقق كافة شروط الانحلال ل β^+, β^- وكذلك اسر الالكترون ؟

الحل :

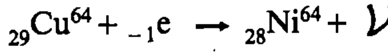
بالامكان توضيح الحالات الثلاث كالآتي :



$$_{29}Cu^{64} \rightarrow {}_{30}Zn^{64} + \beta^- + \bar{\nu}$$



$$_{29}Cu^{64} \rightarrow {}_{28}Ni^{64} + \beta^+ + \nu$$



$$_{29}Cu^{64} + {}_{-1}e \rightarrow {}_{28}Ni^{64} + \nu$$

الكتل الذرية للنظائر الثلاث هي :

اذا $_{29}Cu^{64}$(63.9297 amu), $_{28}Ni^{64}$(63.9280 amu), Zn(63.9291 amu) افترضنا ان قيمة Q الناتجة من الانحلال والمعطاة بالمعادلات اعلاه هي موجبة ، اذن حالات الانحلال الثلاث سوف تحدث .

لانحلال β^- :

$$Q = [M(Z) - M(Z-1)]c^2$$
$$= [63.9297 - 63.9211]c^2$$
$$Q = 0.0006 \text{ amu.} \times 931 \text{ MeV/amu.}$$
$$= 0.56 \text{ MeV} \gg o.$$

لانحلال β^+ :

$$Q = [M(Z) - M(Z-1) - 2me]c^2$$
$$= [63.9297 - 63.9280]c^2 - 2m_eC^2$$
$$= 0.0017 \times 931 \text{ MeV} - 2(0.51)\text{MeV}$$
$$= 1.58\text{-}1.02 = 0.56 \text{ MeV} \gg o.$$

اسر الالكترون :

$$Q = [M(Z) - M(Z-1)]C^2$$
$$= 0.0017 \times 931 \text{ MeV}$$
$$= 1.58 \text{ MeV} \gg o$$

وجد بالتجربة ان $_{29}Cu^{64}$ ينحل بطرق ثلاث وبنسب مختلفة، حيث ان (40%) من انحلاله هو β^- متحولاً بعدها الى « Zn » الخارصين المستقر، (20%) من انحلاله هو β^+ متحولاً بعدها الى « Ni » المستقر، (40%) هو عبارة عن عملية اسر الالكترون متحولاً الى « Ni » المستقر. ان قيم Q المقاسة تجريبياً هي على التوالي 1.66 MeV, 0.66 MeV, 0.57 MeV . الفرق القليل بين القيمة المحسوبة والمقاسة ناتج عن عدم الدقة في كتلة النحاس « Cu ».

5.13 الانحلال بأنبعاث اشعة كاما

تبقى النوى في حالة الاثارة نتيجة تحللها بأنبعاث جسيمات الفا، بيتا او اي نوع من الجسيمات. كذلك في الحقيقة، ان معظم التفاعلات النووية تكون فيها النواة المرتدة في حالة اثارة ايضاً. فأذا كانت النواة المثارة لاتملك الطاقة الكامنة لبعث جسيم اخر او تحللها الى جسيم اخر يكون بطيئاً، فأن تلك النواة تحاول العودة الى وضع الاستقرار بأنحلال متخلصة من الطاقة الفائضة يبعث اشعة كاما.

تمتاز هذه الاشعة بكونها اشعة كهرومغناطيسية ليس لها شحنة وبذلك لايمكن ان تنحرف بالمجال الكهربائي والمغناطيسي، وان وحدتها فوتون كاما ويعتمد طول موجتها (او التردد) على طاقة استثارة النواة التي تنطلق منها ولها قابلية اختراق

كبيرة للمواد . ان طاقة اشعة كاما بصورة عامة تعتمد على المستوى الذي تنتقل منها ولها قابلية اختراق كبيرة للمواد . ان طاقة اشعة كاما بصورة عامة تعتمد على المستوى الذي تنتقل اليه النواة نتيجة بعثها جسيمات بيتا او الفا . ان لكل فوتون طاقة معينة تتمثل بالعلاقة $E=hV$ ، حيث E طاقة الفوتون و V تردد الاشعة و h ثابت بلانك . ان مقدار الزيادة بالطاقة ، عندما تكون النواة في حالة الاثارة يعني انبعاث اشعة كاما بأحد الطرق التالية : (a) انبعاث ـــ اشعة كاما (b) التحول الداخلي (c) خلق الزوج الداخلي . الانحلالات المصحوبة بأنبعاث اشعة كاما والتحويل الداخلي اكثر الانحلالات وقوعاً ، مع العلم ان الانحلالات الثلاثة مسؤولة عنها التعاملات الكهرومغناطيسية . ان التحويل الداخلي اكثر شيوعاً في النوى الثقيلة المثارة ، اما خلق الزوج الداخلي فهو اكثر شيوعاً في النوى الخفيفة المثارة .

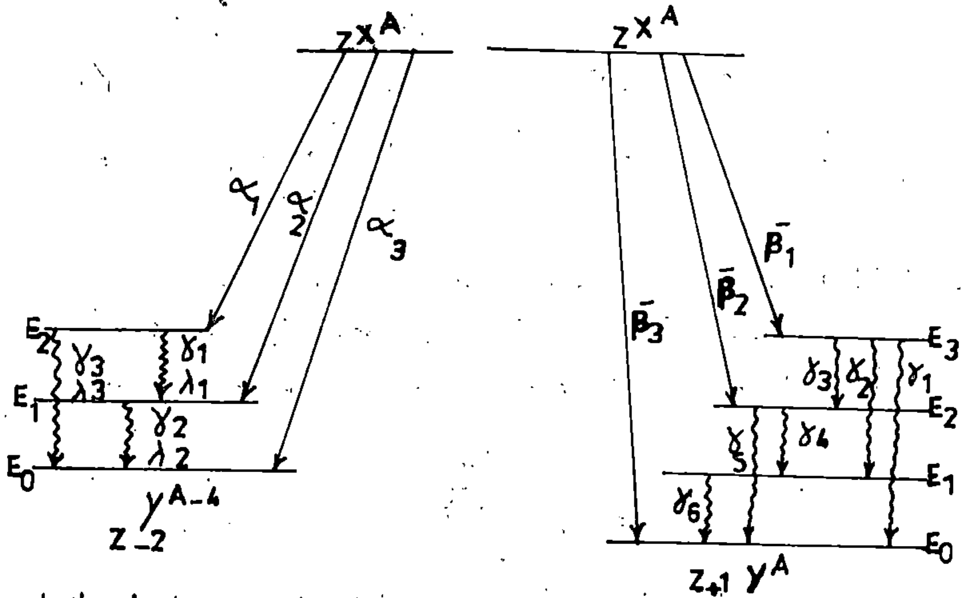
5.14 طيف اشعة كاما

اطياف اشعة كاما المنبعثة من النوى المثارة تحتوي على طاقات منفصلة (او خطوط حادة) . وهذا يدلل بأن النواة (مثل الذرة) لها مستويات طاقة منفصلة . كما بينا سابقاً في حالات كثيرة يصحب انبعاث جسيمات بيتا خروج اشعة كاما ، والشكل (14-5) يوضح كيف ان النوى بعد انحلالها بواسطة (a) انبعاث جسيمات الفا (b) انبعاث جسيمات بيتا تترك في مستوى طاقة مثار عالٍ وبطاقة Ei بعدها تنتقل هذه النوى الى مستوى طاقة مثار ادنى او المستوى الارضي وبطاق E_f ، باعثة اشعة كاما .

اذا اهملت الطاقة الصغيرة المأخوذة من قبل النواة الوليدة ، فأن طاقة اشعة كاما (الفوتون) المنبعثة ممكن ايجادها من المعادلة التالية :

$$hv = \Delta E = Ei - Ef \qquad \text{.................(5-22)}$$

حيث h ثابت بلانك و V تردد الفوتون المنبعث . ان احتمالية كل من هذه التحولات يعتمد على وضع هذه المستويات من حيث فرق الطاقة والبرم والتماثل (parity) . وقد يمثل المستوى E_o دائماً الحالة المستقرة او الارضية التي تنتهي اليها النواة المتهيجة بعد فقدان كل الطاقة الفائضة لاشعة كاما . فلو فرضنا ان احتمالية حدوث كل تحول هو



الشكل (5-14) يوضح انبعاث اشعة كاما كلما اصبحت النوى في مستوى مثار وليس لديها طاقة كافية لبعث جسيم اخر . (a) انحلال α يتبعه انبعاث اشعة كاما (b) انحلال β^- يتبعه انبعاث اشعة كاما .

ثابت الانحلال الجزئي ، لكان بالامكان حساب ثابت الانحلال الكلي λ للنواة المنحلة كمجموع لهذه الثوابت الجزئية كما يلي

$$\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \dots) \qquad \dots\dots\dots\dots\dots (5\text{-}23)$$

5.15 التحول الداخلي Internal Conversion

وكما اوضحنا سابقاً فأن النواة المثارة تفقد طاقتها ببعث اشعة كاما ، لكن في بعض الحالات يكون فقدان هذه الطاقة بطريقة غير انبعاث اشعة كاما ، ولكن بأعطاء جزء من هذه الطاقة الى احد الالكترونات في المدار الذري الخارجي ، مثلاً K او L او M ، ليسبب بعدها انبعاث الالكترون من مداره وتتحول النواة نفسها الى مستوى طاقة أدنى . ويسمى الالكترون المقذوف بالكترون التحول (Conversion electron) كما تسمى العملية بالتحويل الداخلي (Internal Conversion) . وتحسب الطاقة الحركية للألكترون المتحرر من المعادلة التالية :

$$KEe = 1/2MV^2 = \Delta E - I_B \qquad ....(5\text{-}24)$$

حيث ΔE هي طاقة اشعة كاما الخارجة من النواة والتي تساوى: $\Delta E = E_\gamma = E_i - E_f$. و I_B طاقة ترابط الالكترونات.

لنفرض الان لدينا مادة مشعة تبعث (N_γ) اشعة كاما و (N_e) الكترون تحولي في نفس الوقت فيطلق على النسبة بين عدد الالكترونات التحولية الى عدد اشعة كاما المنبعثة (N_e/N_γ) بمعامل التحويل (α)(Internal coefficient):

اذن $(5\text{-}25)$.............

$$\alpha = \frac{\text{احتمالية التحويل}}{\text{احتمالية انبعاث كاما}} = \frac{Ne}{N\gamma}$$

من الممكن التفريق بين معامل التحويل الداخلي نسبة الى المستوى الذي ينطلق منه الالكترون فأذا كان تحرير الألكترون من المدار K فأن معامل التحويل يعرف بـ α_K، وكذلك اذا كان الالكترون المتحرر من المدار L فأن معامل التحويل بـ α_L وهكذا.

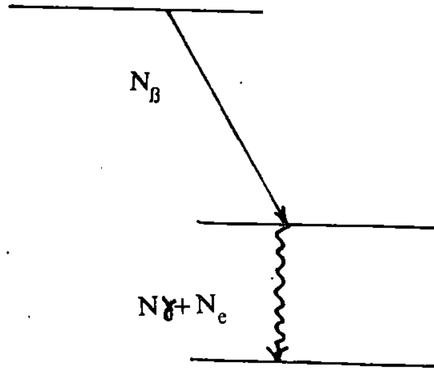
اذن

$$\alpha_K = N_{eK}/N_\gamma,\ \alpha_L = N_{e.L}/N_\gamma,\ \alpha_M = N_{e.M}/N_\gamma$$

كذلك فأن مجموعها يعطي معامل التحويل الداخلي الكلي كما اوضح في اعلاه:

$$\alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + ... = \alpha = \frac{N_e}{N\gamma}$$

ان انطلاق هذه الالكترونات يترك فراغاً في المدار الذي كان فيه، فأن المدار K مثلاً والذي يمتلىء عادة بالالكترون من مدار اخر ذو طاقة اكبر، مثلاً المدار L. وعليه فأن عملية الانتقال هذه تؤدي الى انبعاث اشعة سينية (x-ray) طاقتها تساوي الفرق بين طاقتي الالكترون في المدار L,K. الدراسة التجريبية للتحويل اوضحت انه في حالة الانتقال البسيط لأشعة كاما، فأن معامل التحويل الكلي α يمكن ايجاده من قيمة N_e التي هي عبارة عن شدة خطوط التحويل في

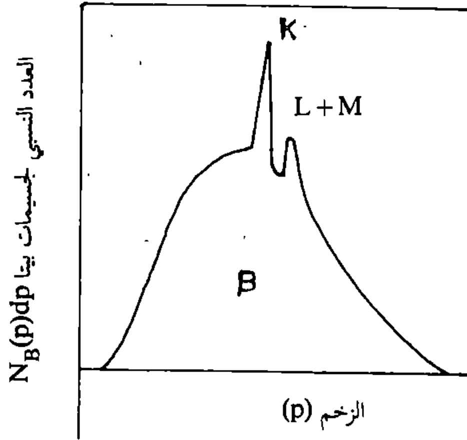


الشكل (6-16) انتقال (ß-ɣ) ، حيث N_β عدد جسيمات ß ,$N\gamma + N_e$ معدلات انبعاث اشعة كاما والالكترونات المتحولة.

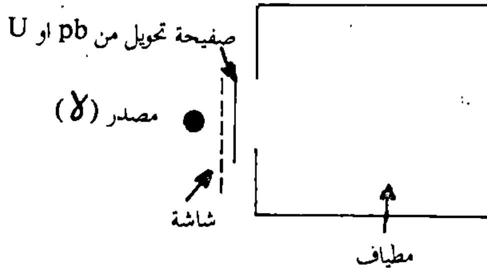
طيف طاقة الالكترون وكذلك $N\gamma$ التي تقاس اما مباشرة بواسطة عداد NaI(TI) او بصورة غير مباشرة من قياس شدة الالكترونات الضوئية المنبعثة من هدف نتيجة الظاهرة الكهروضوئية من اشعة كاما الساقطة على الهدف. شكل (5-15) يوضح مخطط التجربة المستخدمة لدراسة عملية التحويل الداخلي. كذلك لوحظ انبعاث اشعة كاما بعد انحلال جسيمات بيتا او الفا. وهذا يعني وكما اسلفنا سابقاً ان النواة قد تنحل الى مستوى مثار فيها باعثة جسيمات بيتا او جسيمات الفا. ففي الشكل (5-16) نلاحظ انحلال جسيمات بيتا الى احد المستويات المثارة يتبعه ظهور اشعة كاما، حيث N_B يمثل عدد جسيمات بيتا المنبعثة بوحدة الزمن والتي تساوي مجموع معدلات انبعاث اشعة كاما والالكترونات المتحولة ($N\gamma + N_e$) وذلك عند انتقال النواة المثارة الى المستوى الارضي. ان طيف جسيمات بيتا عبارة عن طيف مستمر Continuous spectrum ، اما طيف الالكترونات التحولية فهي تظهر كطيف خطي حاد فوق الطيف المستمر. كما في الشكل (5-17).

5.16 ظاهرة موسباور The Mossbauer effect

رودلف موسباور Rodlf L.Mossbauer عام 1958 وضع نظرية فسر بها عمليات الارتداد الحاصلة بالذرة عند انبعاث اشعة كاما (الفوتونات) منها



الشكل (5-17) يوضح الطيف الخطي الحاد للالكترونات التحولية فوق الطيف المستمر لجسيمات بيتا.



الشكل (5-15) يوضح مخطط التجربة المستخدمة للتحري عن الالكترونات المتحولة الخارجية. ان الشاشة الموضوعة بين صفيحة التحويل والمصدر قد تحجب الالكترونات المتحولة الاولية.

وكذلك الارتداد عند امتصاصها للفوتونات. نجاح هذه النظرية يقع في الحقيقة على امكانية قياس الفرق الحاصل بالطاقة وذلك لغاية جزء من 10^{13}. وتعتبر هذه النظرية او الطريقة احدى الطرق الدقيقة في الفيزياء، وبسبب دقة هذه النظرية فقد استخدمت للكشف عن الانبعاث الرنيني والامتصاص الرنيني (Resonance emission and absorption) من قبل النوى ايضاً وغيرها من الظواهر الفيزياوية.

ولنفرض الان ان ذرة مافي حالة الاثارة عند مستوى طاقة E ، هذه الذرة بأمكانها ان تبعث فوتون طاقته hv وتعود بعدها الى حالتها الارضية عند مستوى الطاقة E_o (E_o « E) . كذلك لنفرض ان هذا الفوتون والمنبعث من الذرة الاولى والحاوي على طاقة ($hv = E - E_o$) يصطدم بذرة من نفس النوع في حالتها الارضية . فالذرة تمتص الفوتون وترتفع بعدها الى احد مستويات الطاقة (حالة الاثارة) وبطاقة E . وهاتان العمليتان تدعيان الانبعاث الرنيني والامتصاص الرنيني بالتناوب . في هذه الحالات تم اهمال طاقة الارتداد بالنسبة للذرة اذا كانت طاقة الانتقال الفوتوني صغيرة كما هو الحال في الانتقالات الذرية . على كل حال ، في الانتقالات الاخرى التي تكون طاقة الانتقال كبيرة ، مثل النواة ، لايمكننا اهمال طاقة الارتداد وبذلك فأن الانبعاث الرنيني والامتصاص الرنيني لايمكن حدوثه كما سنقوم بشرحه تباعاً . لنفرض ، خلال الانتقال من حالة الاثارة وبطاقة E الى الحالة الارضية وبطاقة E_o ، ان الذرة او النواة تبعث فوتوناً بطاقة hv . ومن قانون حفظ الزخم الخطي نحصل على (حل غير نسبي) :

$$hv/c = MV \qquad \text{(5-26)}$$

حيث V,M كتلة وسرعة الذرة او النواة . اما حفظ الطاقة فيكون على شكل :

$$E - E_o = hv + E_R = hv + 1/2\, MV^2 \qquad \text{(5-27)}$$

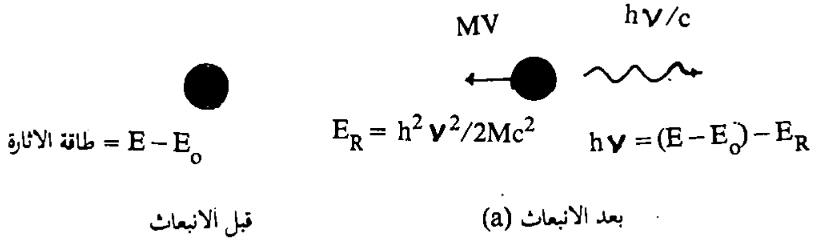
حيث E_R هي طاقة الارتداد ، وبالتعويض لقيم V بالمعادلة (5-27) نحصل على :

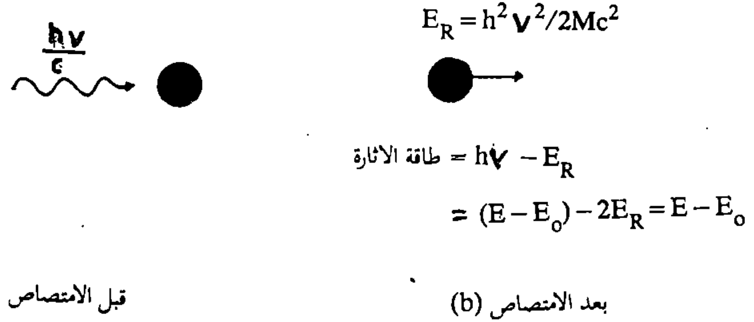
$$E - E_o = h\nu + \frac{h^2\nu^2}{2Mc^2} \qquad \text{(5-28)}$$

اذن الطاقة $h\nu$ للفوتون المنبعث اقل من طاقة الانتقال $E - E_o$ بمقدار $h^2\nu^2/2Mc^2$ وبالمثل في حالة الامتصاص الرنيني . فعند امتصاص الذرة او النواة لفوتون ذي طاقة hv فأن الذرة والنواة تصبح في حالة اثارة وتستخدم طاقة مقدارها $h^2\nu^2/2Mc^2$ لنفس الغرض . هذه العمليات وضحت في الشكل (5-18)

فنلاحظ اذا كانت المادة المتكونة من عدد من الذرات تبعث الفوتونات وهذه الفوتونات تمتص من قبل ذرات المادة نفسها ، فأن الطاقة للفوتونات المتواجدة للامتصاص هي ليست $h\nu$ وانما $h\nu - 2E_R$ وكما يلي :

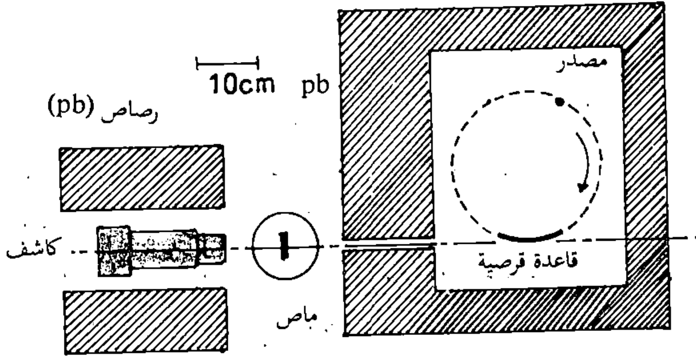
$$\Delta E_R = 2E_R = \frac{h^2 \nu^2}{2Mc^2} + \frac{h^2 \nu^2}{2Mc^2} = \frac{h^2 \nu^2}{Mc^2} \quad ....(5-29)$$



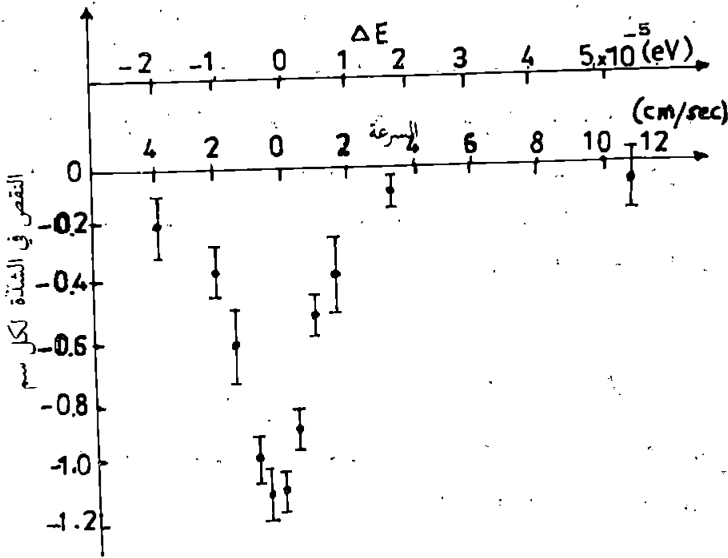


شكل (5-18) (a) الذرة تبعث فوتون طاقته hν ومن ثم ترتد بطاقة E_R . (b) الذرة تمتص فوتوناً وبذلك يكون الزخم محفوظ فيها، اما بعد امتصاص الفوتون فأن الذرة ترتد كذلك.

عملياً حاول موسباور اقتراح طريقة تجريبية لقياس طاقة الارتداد بالنسبة للذرة والتي تقل في بعض الاحيان الى الصفر. في هذه التجربة استخدام مصدر متحرك (شكل 5-19) بسرعة متغيرة ومن ذلك استطاع الحصول على منحني الرنين ويقصد بذلك، معدل امتصاص الفوتونات مع سرعة المصدر كما في الشكل (5-20) . لذا وان كانت حركة المصدر بطيئة فأن تلك الحركة تحطم الرنين وهذا يعني E_R تساوي صفراً عندما تكون السرعة صفر ولايوجد مبرر لتكوين ازاحة دبلر (Doppler effect shift) .



شكل (5-19) تجربة ردلف موسباور لقياس طاقة الارتداد



شكل (5-20) يوضح معدل امتصاص الفوتونات مع سرعة مصدر الفوتونات

5.17 امتصاص اشعة كاما

عندما تسقط حزمة متجانسة من اشعة كاما شدتها I على مادة سمكها dx ، فأن النقصان الحاصل في الشدة يتناسب مع سمك المادة التي تمر خلالها الاشعة . وهذا معناه ان :

$$dI \propto -I\,dx$$

او

$$dI = -\mu I\,dx \qquad \text{.................. (5-30)}$$

حيث μ ثابت التناسب ويطلق عليه معامل الامتصاص الخطي. الاشارة السالبة تعني النقصان الحاصل في الشدة I وذلك بأزدياد السمك x. في حالة كون جميع فوتونات اشعة كاما لها نفس الطاقة لهذا فأن μ سوف لاتعتمد على السمك x. لتكامل المعادلة (5-30) وبوضع الشرط التالي $(I = I_o)$ في حالة $(x = o)$. نحصل على:

$$I = I_o\, e^{-\mu x} \qquad \text{.................. (5-31)}$$

حيث I شدة الحزمة بعد اختراقها السمك x. في معادلة (5-31) نلاحظ بأن النقصان الحاصل بشدة الحزمة يتغير اسياً (exponentially) مع سمك المادة. وهذا مفهوم ضمناً بأن شدة الحزمة تكون صفراً فقط عندما تكون قيمة x غير محدودة (اللانهاية). من الممكن التعبير عن التغير الحاصل في شدة حزمة اشعة كاما بقيمة يطلق عليها نصف السمك X1/2، وهذا معناه، السمك اللازم من المادة والمسبب في نقصان الشدة لنصف قيمتها الاصلية. من معادلة (5-31)

$$I/I_o = 1/2 = e^{-\mu x_{1/2}}$$

او

$$x_{1/2} = \ln 2/\mu = 0.693/\mu \qquad \text{................ (5-32)}$$

لاحظ انه في حالة كون قيم السمك x في (cm) فأن قيم μ تعطي بوحدات (cm^{-1})، اما اذا كانت قيم X في (g/cm^2) فأن قيم μ تعطي لوحدات (cm^2/gm).

الفصل السادس

التفاعلات النووية Nuelear reactions

6.1 المقدمة

في الفصل السابق تكلمنا عن النوى غير المستقرة التي تنحل تلقائياً، مغيرة بذلك هيكلها النووي بدون أي تأثير خارجي. كذلك فأنه من الممكن أحداث تغير في هيكل النوى وذلك عند قصفها (bombarding) بجسيمات ذات طاقة واطئة. ومثل هذا التصادم الذي تتغير فيه سلوكية ونوع الجسيم الساقط يعرف بالتفاعل النووي (Nuclear reaction). ومنذ الأكتشاف الأول على يد العالم رذرفورد عام (1919) فقد عرفت الآف التفاعلات النووية وسجلت، وأن الجسيمات المقذوفة وحتى ظهور معجلات الجسيمات المشحونة عام 1950 كانت تستخدم من مصادر مشعة. ومن الممكن تقسيم التفاعلات النووية الى قسمين: القسم الأول يشمل تفاعلات الطاقة العالية، ففي هذا التفاعل تستخدم الجسيمات المقذوفة من معجلات حيث كما أسلفنا سابقاً تكون طاقتها عالية وينتج عند تصادمها بالنوى عدد من الجسيمات الثانوية مثل (البروتونات والنيوترونات وجسيمات أخرى سنتطرق لها في الفصول القادمة). أما القسم الثاني فهو التفاعلات ذات الطاقة الواطئة، ففي مثل هذه التفاعلات يكون للجسيم الساقط طاقة لاتزيد على عدد من الـ MeV وقد تصل في بعض الأحيان الى 20 MeV. هذا ماسنتكلم عنه في هذا الفصل بصورة مفصلة.

اولاً : التفاعلات النووية ذات الطاقة الواطئة

إن جميع التفاعلات النووية ذات الطاقة الواطئة لها خواص مشتركة هي
أولاً : ان الجسيم المقذوف عبارة عن جسيمات خفيفة مثل جسيمات ألفا، البروتونات، الديترونات والنيوترونات وأشعة كاما.

ثانياً

هذه التفاعلات عادة يصحبها أنبعاث واحد فقط من الجسيمات الخفيفة
وثالثاً : لاتتولد جسيمات غريبة (strange particles) مثل الميزونات والهايبرونات (سوف نتكلم عنها بالفصول القادمة) على الأطلاق.

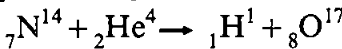
من المعروف أن لكل تفاعل نووي معادلة تفاعل والتي تكتب بصورة عامة كما يلي :



$$x + X \rightarrow Y + y$$

حيث x تمثل الجسيمة الساقطة التي تتعامل مع نواة الهدف X وينتج عنها تفاعلاً نووي. ناتج التفاعل النووي يكون عبارة عن نواة مرتدة Y وجسيمة من التفاعل y.
من الممكن ايضاً كتابة التفاعل النووي أعلاه بصورة مختصرة كما يلي: $X\,(x, y)Y$.

وكما قلنا سابقاً أن أول تفاعل نووي تم اكتشافه كان على يد العالم رذرفورد عام 1919، حيث أستخدمت جسيمات الفا ذات طاقة معينة (7.68 MeV) صادرة من مادة نشطة أشعاعياً طبيعياً هي $_{84}Po^{214}$ للتفاعل مع نوى غاز النايتروجين، في هذا التفاعل وجد أن معظم جسيمات الفا لم تنحرف وهذا يعني عدم حصول أي تفاعل نووي بين جسيمات الفا ونوى النايتروجين. لكن رذرفورد وجد في حالات قليلة حدوث تفاعل نووي (أي في كل 50.000) ينتج عنه ظهور البروتونات كجسيمات خارجة من التفاعل، كما يشير اليها التفاعل النووي التالي :



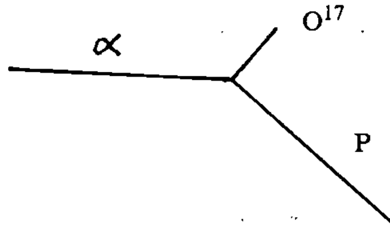
$$_7N^{14} + {_2He^4} \rightarrow {_1H^1} + {_8O^{17}}$$

أو



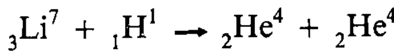
$$_7N^{14}(\alpha, P)\,_8O^{17}$$

في هذه التجربة من الممكن التعرف على جسيم البروتون من خلال المدى الذي يقطعه في الهواء والذي كان أكبر من مدى جسيمات الفا ، كذلك يمكن التعرف على البروتون من خلال قياس شحنة وكتلته في مجال مغناطيسي معين . مخطط التفاعل يمكن توضيحه كما في الشكل (1-6) حيث أستدل عليه من خلال غرفة السحاب (Cloud chamber) المستخدمة للكشف عن التفاعل .



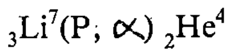
الشكل (1-6) يوضح صورة غرفة الغيوم للتفاعل $_{7}N^{14}(\alpha,P)_{8}O^{17}$

ومع تطور الفيزياء النووية وظهور المعجلات تم أستخدام الجسيمات المعجلة عام 1932 لدراسة التفاعلات النووية ، وقد قام كل من كوكروفت ووالتن (Cockcroft and walton) بقذف هدف من الليثيوم بالبروتونات ذات طاقة 500 GeV ، حيث ظهر نتيجة هذا التفاعل خروج جسيمات الفا بطاقة قدرها 8.9 MeV وكما في التفاعل الآتي :



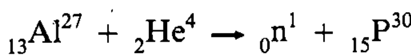
$$_{3}Li^{7} + {}_{1}H^{1} \rightarrow {}_{2}He^{4} + {}_{2}He^{4}$$

أو



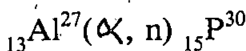
$$_{3}Li^{7}(P;\ \alpha)\ {}_{2}He^{4}$$

في التفاعلات أعلاه لاحظنا جميع النوى الناتجة هي نوى مستقرة (Stable) . لكن في عام 1954 وجدت العالمة جوليت كوري (Joliot Curie) بأن هناك تفاعلات نووية تكون فيها النواة الناتجة غير مستقرة أو نواة نشطة أشعاعياً . وقد كان أول تفاعل نووي يوصلنا الى نواة غير مستقرة ناتج عن قصف جسيمات الفا لهدف من الألمنيوم وكما يلي :



$$_{13}Al^{27} + {}_{2}He^{4} \rightarrow {}_{0}n^{1} + {}_{15}P^{30}$$

أو

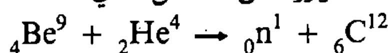


$$_{13}Al^{27}(\alpha,\ n)\ {}_{15}P^{30}$$

$_{15}P^{30}$ نواة غير مستقرة تنحل بعمر نصف قدره (2.5) دقيقة إلى نواة مستقرة هي نظير السليكون باعثة أشعة بيتا (β^{+}) .

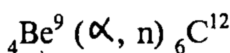
$$_{15}P^{30} \rightarrow {}_{14}Si^{30} + \beta^{+}$$

كذلك ومن خلال دراستنا للتفاعلات النووية أكتشف العالمان بيكر وبوث (Becker and Bothe) عام 1930 النيوترون من التفاعل التالي :



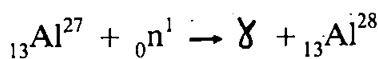
$$_{4}Be^{9} + {}_{2}He^{4} \rightarrow {}_{0}n^{1} + {}_{6}C^{12}$$

أو

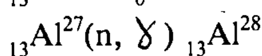


$$_{4}Be^{9}\ (\alpha, n)\ {}_{6}C^{12}$$

في هذا التفاعل كان الأعتقاد السائد أن ناتج التفاعل هو أشعة كاما وأن نواة مستقرة C^{13} تتولد نتيجة للأشعة النفاذة من التفاعل، لكن النتائج أوضحت خروج النيوترون بصورة أكيدة. لاحظنا في جميع التفاعلات النووية أعلاه أن الجسيمات الساقطة عبارة عن جسيمات مشحونة مثل (α, d و P). في بعض الأحيان يمكن أستخدام النيوترون الصادر في تفاعل نووي أخر كجسيم تقصف به مادة ما. ففي هذا التفاعل يؤسر النيوترون من قبل نواة الهدف، بعدها تخرج أشعة كاما من التفاعل وكما يلي :

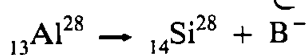


$$_{13}Al^{27} + {}_{0}n^{1} \rightarrow \gamma + {}_{13}Al^{28}$$



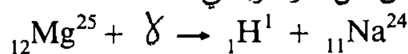
$$_{13}Al^{27}(n, \gamma)\ {}_{13}Al^{28}$$

النواة الناتجة $_{13}Al^{28}$ غير مستقرة تنحل ببعث أشعاع (β^{-}) :

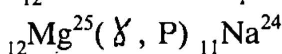


$$_{13}Al^{28} \rightarrow {}_{14}Si^{28} + B^{-}$$

اخر التفاعلات النووية ذات الطاقة الواطئة التي سوف نتطرق اليها هو التفاعل النووي الذي يطلق عليه الأنحلال الفوتوني (Photo-disintegration). في هذا التفاعل فوتونات أشعة كاما تمتص من قبل النواة وكما يلي :

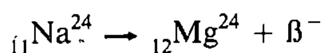


$$_{12}Mg^{25} + \gamma \rightarrow {}_{1}H^{1} + {}_{11}Na^{24}$$



$$_{12}Mg^{25}(\gamma, P)\ {}_{11}Na^{24}$$

يتبعه أنحلال $_{11}Na^{24}$:

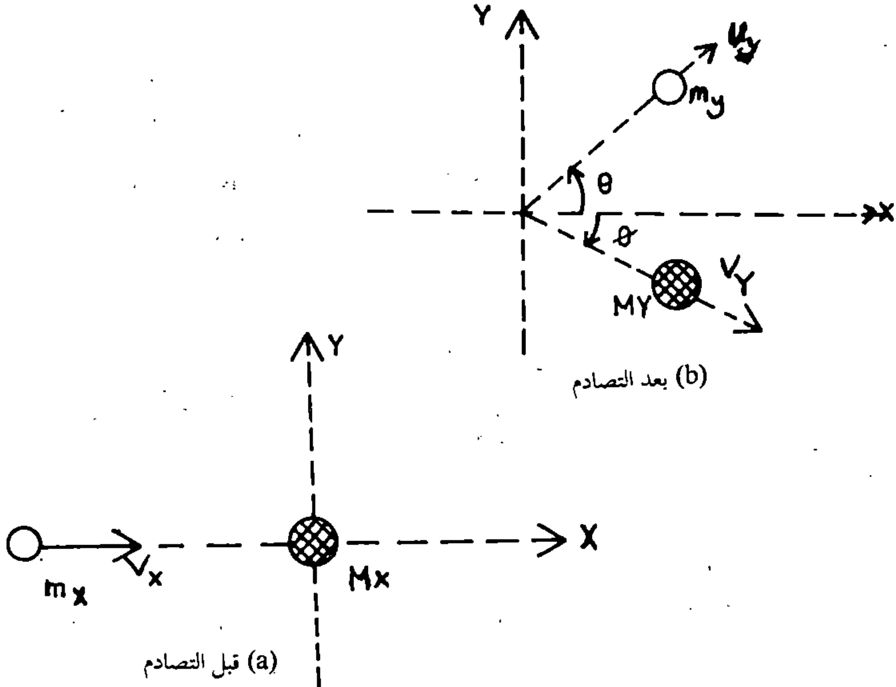


$$_{11}Na^{24} \rightarrow {}_{12}Mg^{24} + \beta^{-}$$

هناك ملاحظة مهمة يجب أن نتطرق لها في التفاعلات النووية ذات الطاقة الواطئة وهي حفظ الشحنة بالنسبة للعناصر الداخلة في التفاعل والخارجة منه.

6.2 طاقة التفاعل Reaction energy

اثبتت جميع تجارب التفاعلات النووية أن هناك طاقة تتحرر من التفاعل النووي يطلق عليها طاقة التفاعل (Q). ولحساب هذه الطاقة أو العلاقة بين قيمة Q وطاقات الجسيمات الداخلة والخارجة من التفاعل نعتبر في كل تفاعل نووي أن الطاقات والزخوم محفوظة لنبدأ أولاً بقوانين حفظ الطاقة: ولنفرض بصورة عامة التفاعل النووي $X(x, y)Y$ ، حيث x الجسيم المقذوف ، X نواة الهدف ، y الجسيم الخارج و Y النواة الناتجة من التفاعل، الجسيم المقذوف له طاقة سكون m_xc^2 وطاقة حركية K_x يسقط على هدف ساكن له طاقة سكون M_XC^2 حيث ينتج من هذا التفاعل جسيم له طاقة سكون M_yC^2 وطاقة حركية K_y ونواة مرتدة لها طاقة سكون M_YC^2 وطاقة حركية K_Y . كما في الشكل (2-6) .



الشكل (2-6) (a) يوضح كتلة وسرعة الجسيم المقذوف m_x, V_x والذي يقترب من نواة الهدف التي كتلتها M_X في السكون.

(b) الجسيم الخارج من التفاعل يصنع زاوية Θ مع أتجاه الجسيم المقذوف. كذلك النواة المرتدة تصنع زاوية Ø مع أتجاه الجسيم المقذوف

قانون حفظ الطاقة :

ينص على أن الطاقة الكلية الأولية قبل التفاعل (أو التصادم) Ei والتي هي عبارة عن مجموع طاقات السكون والطاقات الحركية مساوية الى الطاقة الكلية النهائية بعد التفاعل Ef . أذن :

$$Ei = Ef \quad ....(6\text{-}1)$$

أو

$$m_X C^2 + K_x + M_X C^2 = m_y C^2 + K_y + M_Y C^2 + K_Y \quad ......(6\text{-}2)$$

أو

$$[(K_Y + K_y) - K_x] = [(m_x + M_X)c^2 - (m_y + M_Y)c^2] \quad ....(6\text{-}3)$$

أو

$$K_f - K_i = MiC^2 - M_f C^2 \quad ....(6\text{-}4)$$

حيث $K_f(=K_Y + K_y)$ و $K_i = K_x$ هي الطاقات الحركية الكلية النهائية والأبتدائية . كذلك $M_f(=m_y + M_Y)$ و $M_i(=m_x + M_X)$ تمثل الكتل الكلية النهائية والأبتدائية على التوالي .

إن بأمكاننا الأن تعريف طاقة التفاعل أو قيمة -Q ، بأنها الفرق الناتج بين الطاقات الحركية النهائية والأولية للتفاعل ، أي :

$$Q = K_f - K_i = M_i C^2 - M_f C^2 \quad ....(6\text{-}5)$$

أو

$$Q = (K_Y + K_y) - K_x$$

$$= [(m_x + M_X) - (m_y + M_Y)]\, C^2 \quad ....(6\text{-}6)$$

معادلة (6-6) توضح أمكانية حساب قيمة الطاقة النووية المتحررة (قيمة Q) من أي تفاعل وذلك من قيم K_x, K_y و K_Y أو من فرق طاقات السكون لكل من (Y, y, X, x) .

قانون حفظ الزخم :

بأستخدام قانون حفظ الزخم الخطي نستطيع حساب قيمة Q والتي لاتعتمد على K_Y . وبذلك نستخدم في هذه الحسابات التغير غير النسبي في التعبير عن الطاقات لافتراضنا أن جميع التفاعلات هذه هي تفاعلات ذات طاقة واطئة . كما في الشكل (6-2) الجسيم y يقذف بسرعة V_y وبزاوية θ والنواة المرتدة Y تقذف بسرعة V_Y وبزاوية ϕ. من قانون حفظ الزخم الخطي نحصل على: الزخم قبل التفاعل = الزخم بعد التفاعل .

$$m_x V_x = m_y V_y \cos\theta + M_Y V_Y \cos\phi \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots (6\text{-}7)$$

$$o = m_y V_y \sin\theta - M_Y V_Y \sin\phi \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots (6\text{-}8)$$

وبأعادة ترتيب المعادلات (6-7) و (6-8) نحصل على :

$$M_Y V_Y \cos\phi = m_x V_x - m_y V_y \cos\theta \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots (6\text{-}9)$$

$$M_Y V_Y \sin\phi = m_y V_y \sin\theta \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots (6\text{-}10)$$

بالتربيع وجمع المعادلات (6-9) و (6-10) نحصل على :

$$M^2_Y V^2_Y = m_x^2 V^2_x + m_y^2 V^2_y - 2m_x m_y V_x V_y \cos\theta \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots (6\text{-}11)$$

وبأستخدام علاقات الطاقة الحركية :

$$K_x = 1/2\, m_x V^2_x,\ K_y = 1/2\, m_y V^2_y,\ K_Y = 1/2\, M_Y V^2_Y$$

نحصل على المعادلة التالية بالنسبة لـ K_Y :

$$K_Y = \frac{m_x K_x}{M_Y} + \frac{m_y K_y}{M_Y} - \frac{2}{M_Y}(m_x m_y K_x K_y)^{1/2} \cos\theta \ \ldots (6\text{-}12)$$

وبتعويض قيمة K_Y (معادلة (6-12)) بمعادلة (6-6) نحصل على :

$$Q = K_y \left(1 + \frac{m_y}{M_Y}\right) - K_x \left(1 - \frac{m_x}{M_Y}\right) - \frac{2}{M_Y}(m_x m_y k_x k_y)^{1/2} \cos\theta \quad \ldots (6\text{-}13)$$

من المعادلة (6-31) نلاحظ أن قيمة Q لاتعتمد على كتلة نواة الهدف ولا على الطاقة الحركية للنواة المرتدة.

ان قيمة (Q) اما ان تكون موجبة أو سالبة، فأذا كانت موجبة أي ($Q > o$ أو $K_f > k_i$) فهذا يعني أن هناك طاقة نووية متحررة من التفاعل ويطلق على هذا التفاعل التفاعل المحرر لطاقة أو حرارة (exoergic أو exothermic).
أما اذا كانت سالبة أي ($Q < o$ أو $K_f < K_i$) فهذا يعني أن هناك طاقة نووية ممتصة أو مستهلكة من التفاعل ويطلق على هذا التفاعل بالتفاعل الماص لطاقة أو حرارة (endoergic أو endothermic).

لذا. ففي حالة التفاعل الماص (endoergic) نحتاج الى طاقة K_x أكبر من قيمة /Q/ لحدوث تفاعل نووي. أن اقل طاقة حركية للجسيم الساقط والذي يبدأ تفاعلاً من النوع الماص للطاقة يطلق عليها بطاقة العتبة (Thershold energy). ومن الممكن حساب قيمة طاقة العتبة وذلك بأستخدام أحداثي منضومة مركز الكتلة (CMCS) (Center of mass Coordinate System) ففي أي تفاعل نووي يحدث في CMCS يكون الزخم الخطي قبل وبعد التفاعل مساوياً الى صفر. فقبل التفاعل يكون زخم الجسيم الساقط x ونواة الهدف X متساويين ومختلفتين بالأتجاه شكل (6-3)، لذا فأن زخم المجموعة قبل التصادم مساوٍ الى صفر. أما بعد التصادم فأن كلاً من الجسيم الخارج y والنواة المرتدة Y يتركان بعضهما بأتجاهين مختلفين وبنفس الزخم أيضاً. أذن من الممكن أن نتصور مركز الكتلة كنقطة تتجمع بها كتل المجموعة، لذا يبقى زخمها ثابتاً خلال التفاعل، وأن الزخم الكلي للمجموعة قبل أو بعد التفاعل يكون مساوياً الى زخم مركز الكتلة.
الزخم الكلي للمجموعة قبل (أو بعد) التفاعل هو:

$$m_x V_x = (m_x + M_X) V_{c.m.} \quad \text{.......................(6-14)}$$

كذلك سرعة مركز الكتلة بالنسبة الى المنظومة المختبرية (Laboratory system) هي:

$$V_{c.m} = V_x \left(\frac{m_x}{m_x + M_X} \right) \quad \text{...................(6-15)}$$

فيكون بالأمكان كتابة الطاقة المحمولة بواسطة مركز الكتلة Kc.m. كالآتي :

$$Kc.m = 1/2\,(m_x + M_X)\,V^2c.m. \qquad \text{.....................(6-16)}$$

من معادلة (6-15) و (6-16)

$$K_{c.m.} = \frac{1}{2}(m_x + M_X).\ \left(\frac{m_x v_x}{m_x + M_X}\right)^2$$

$$= \frac{1}{2}\ m_x\, V^2_x\ \left(\frac{m_x}{m_x + M_X}\right)$$

$$K_{c.m.} = K_x\ \left(\frac{m_x}{m_x + M_x}\right) \qquad \text{..................(6-17)}$$

معادلة (6-17) توضح بأن قسماً من طاقة (x) وهي $(m_x/m_x + M_X)$ ممكن أن تتشتت في التفاعل أما القسم الباقي من الطاقة فيطلق عليه (K_o) والتي هي تشارك في الطاقة المتوفرة لأي تفاعل. أذن

$$K_o = K_x - K_{c.m.}$$

$$= K_x - K_x\ \left(\frac{m_x}{m_x + M_X}\right)$$

$$= K_x\ \left(1 - \frac{m_x}{m_x + M_X}\right)$$

$$K_o = K_x\ \left(\frac{M_X}{m_x + M_X}\right) \qquad \text{..................(6-18)}$$

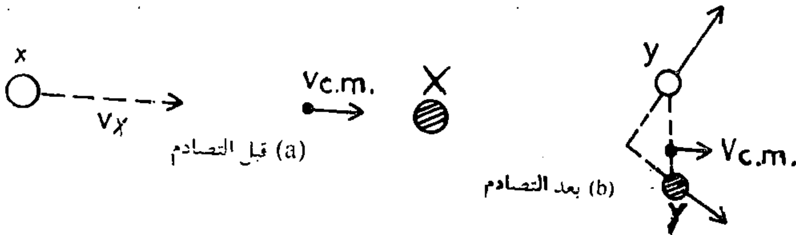
كذلك فأن الطاقة المتوفرة لأي تفاعل نووي هي $(K_o + Q)$ والتي تذهب جميعها كطاقة حركية لنتائج التفاعل، يطلق على الطاقة التي عندها يكون التفاعل ممكناً لطاقة العتبة $(K_{th.})$ (طاقة العتبة : أقل طاقة ممكن أن تستخدم للحصول على التفاعل الممتص للطاقة endo ergic)) ، لذا تكون $(K_{th} = K_x)$ عنـدما تكون $/Q/ = K_o)$ (. أذن من الممكن كتابة معادلة (6-18) كالآتي :

$$/Q/ = K_{th.} \left(\frac{M_X}{m_x + M_X} \right)$$

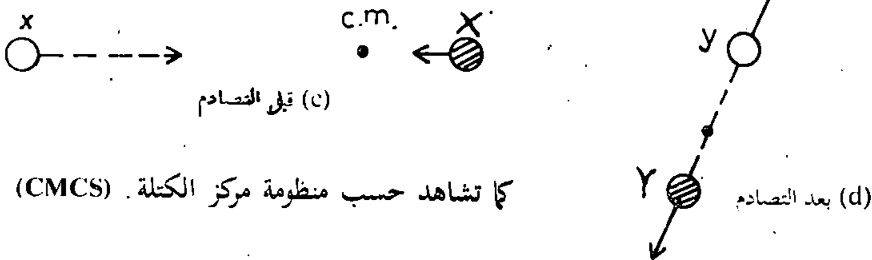
أو

$$K_{th} = /Q/ \left(\frac{M_X + m_x}{M_X} \right)$$

$$= /Q/ \left(1 - \frac{m_x}{M_X} \right) \quad ....(6-19)$$



كما تشاهد حسب المنظومه المختبرية (Laboratory system) .



كما تشاهد حسب منظومة مركز الكتلة . (CMCS)

الشكل (6-3) : التفاعل النووي كما يشاهد من المنظومة المختبرية ومنظومة مركز الكتلة

6.3 المقطع العرضي Cross section

لو أننا أعتبرنا التفاعل النووي يحدث بصورة فعالة، فهذا لايعني أن أي جسيم ساقط على هدف ما يحدث تفاعلاً نووياً. لأنه في الحقيقية، أذا تصورنا حزمة من الجسيمات الساقطة على هدف فأن جزءً قليلاً منها قد يحدث تفاعلاً نووياً والجزء الأخر يمر بدون تفاعل. كذلك لايمكننا أن نتساءل عن أي الجسيمات تحدث التفاعل والجسيمات لاتحدث. فنحن نتكلم عن أحتمالية حدوث حدث. يطلق على هذه الأحتمالية بالمقطع العرضي أو المقطع العرضي النووي (σ) (Nuclear Cross Section). الأن لو تصورنا مرة أخرى حزمة من الجسيمات ذات طاقة ثابتة شدتها I (الشدة: تمثل عدد الجسيمات التي تقطع وحدة المساحة في وحدة الزمن) تسقط على هدف رقيق سمكة dx ومساحته A، شكل (6-4)، فهناك مع كل نواة من النوى مساحة حساسة $\sigma = \pi R^2$ (R = نصف قطر النواة) بحيث أن الجسيم الساقط يصطدم بالنواة من خلال هذه المساحة ويولد تفاعلاً نووياً ينتج عنه N من الجسيمات الخفيفة. فأذا كان الهدف يحوي على n نواة في وحدة الحجم، فأن عدد النوى في وحدة المساحة يكون ndx. والعدد الكلي من النوى في المساحة A يكون ndxA. وبما ان هناك مساحة حساسة مع كل نواة σ، فأن المساحة الحساسة الكلية تكون $ndx\,A\sigma$. دعنا نُعرف النسبة بين N/I بالأحتمالية التي يدخل فيها الجسيم الساقط تفاعلاً نووياً.

$$\frac{N}{I} = \frac{\text{المساحة الحساسة الكلية}}{\text{المساحة الكلية}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(6\text{-}20)$$

$$= \frac{ndxA\,\sigma}{A}$$

أو

$$= \frac{N}{I} = ndx\,\sigma \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(6\text{-}21)$$

أذن

$$\sigma = \frac{N}{(I/A)\,(nAdx)}$$

أو

$$\sigma = \frac{N}{Indx} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (6\text{-}22)$$

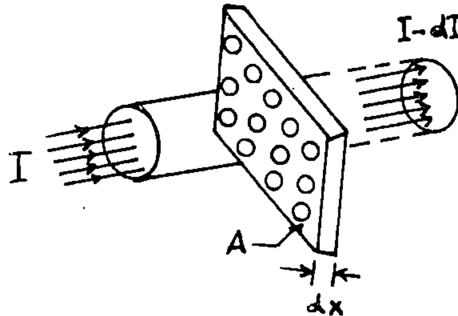
من الممكن أيضاً كتابة النسبة N/I مساوية الى التغير الحاصل بشدة الحزمة وذلك عند مرورها في الهدف.

أذن

$$\frac{N}{I} = -\frac{dI}{I} = n\sigma dx \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (6\text{-}23)$$

حيث dI تمثل التغير الحاصل بالشدة، أما الأشارة السالبة فتدل على أن هناك نقصاناً بقيمة I كلما زادت قيمة X. وبتطبيق الشرط التالي $I = I_o$ في $X = o$ نحصل على.

$$I = I_o\, e^{-n x \sigma}$$



الشكل (6-4). حزمة شدتها I تسقط على هدف سمكه dx . كل دائرة تمثل المساحة الحساسة (σ) فأذا كانت الجسيمة ساقطة خلال هذه المساحة، فأن تفاعلاً نووياً قد يحدث.

حيث $n\sigma$ تمثل معامل أمتصاص الجسيمات في المادة. وبصورة عامة فأن التفاعل الحاصل بين الجسيم الساقط ونواة مادة الهدف قد يسلك عدداً من الطرق لأنتاج الجسيمات الخفيفة المتعددة $N_1, N_2, N_3 \ldots Ni$ في وحدة الزمن. فأذا أفترضنا $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3 \ldots \sigma i$ عبارة عن المقاطع العرضية لكل تفاعل نووي. فأن المقطع العرضي الكلي σ total يمكن أن يعرف كحاصل جمع المقاطع العرضية المفردة.

$$\sigma\ \text{total} = \Sigma\sigma i$$

أو

$$= \frac{N_1 + N_2 + N_3 \ldots}{(I/A)\ (nAdx)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (6\text{-}24)$$

تعرف وحدات المقطع العرضي بـ البارن (barn):

$$1\ \text{barn} = 10^{-24}\ \text{cm}^2$$

أو

$$1\ \text{millibarn} = 10^{-3}\text{barn}$$

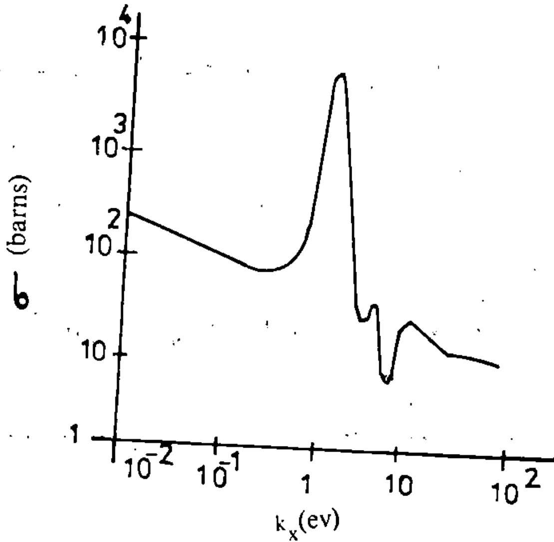
6.4 سلوكية المقطع العرضي (The behavior of cross section)

هناك عدد من الملاحظات فيما يخص سلوكية المقاطع العرضية للتفاعل سوف نتطرق اليها:

أولاً: في التفاعلات الماصة للطاقة (endoergic)، لايمكن حدوث أي تفاعل الا بأضافة طاقة الى النويّات المترابطة. وهذا يعني أن المقطع العرضي للتفاعل يكون صفراً حتى تكون الطاقة أكبر من طاقة العتبة.

ثانياً: في التفاعلات التي فيها الجسيم الساقط هو النيوترون. يكون تفاعل النيوترون عملياً على أساس « أسر النيوترون » من قبل نواة الهدف ($n-\gamma$). ففي هذا التفاعل مطلوب مقطع عرضي عالٍ حتى ولو كانت طاقة النيوترون صغيرة جداً. لأن النيوترون، عكس الجسيم المشحون، لاينحرف في مجال النواة وله القابلية على أن يصل الى مسافة صغيرة من

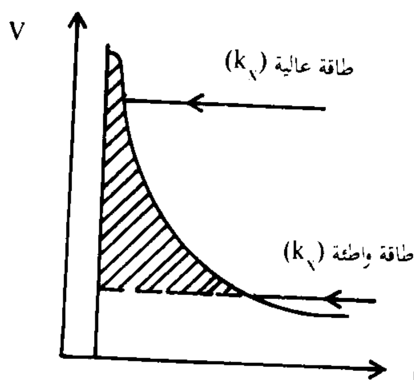
النواة تقترب من القوة النووية ومن ثم يتفاعل مع نواة الهدف بسرعة واطئة. أسلوب المقطع العرضي في تفاعل (γ – n) موضح بالشكل (5-6) وذلك كدالة لطاقة النيوترون. وكما يشاهد في الشكل بأن قيمة المقطع العرضي تزداد كلما قلت طاقة النيوترون، أي أن المقطع العرضي يتناسب تقريباً مع (1/v)، حيث v هي سرعة النيوترون. ولتفسير ذلك، نقول أن أحتمالية أسر النيوترون بصورة مباشرة يتناسب مع الوقت اللازم الذي يصرفه النيوترون مع نواة الهدف أو عكسياً مع السرعة. أن القمم (Peaks) في المقطع العرضي (شكل 5-6) تعني حصول حالات الرنين في التفاعل أعلاه وهذا سوف يعطينا معلومات حول مستويات الطاقة.



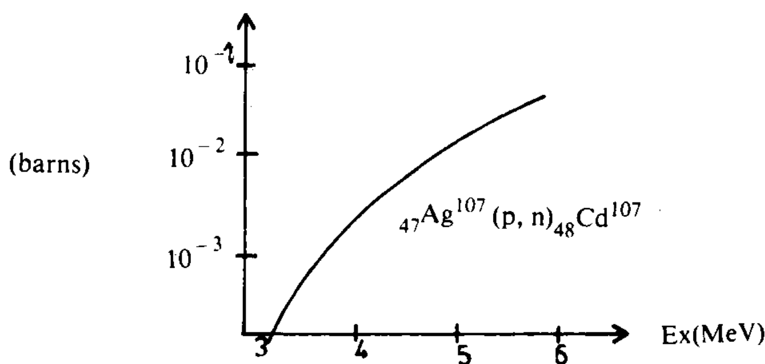
الشكل (5-6). العلاقة بين المقطع العرضي لأسر النيترون في الأنديوم وطاقة النيترون.

ثالثاً: أما في التفاعلات التي يكون فيها الجسيم الساقط جسيماً مشحوناً، فأن المقطع العرضي للتعامل يتأثر كون أن الجسيمة الساقطة تواجهه قوة كولومية في مجال النواة. فأذا لم تكن ظاهرة « أختراق حاجز الجهد ». (barrier pentration) موجوداً وهي التي فسرت نظرية أنبعاث جسيمات الفا، فأن جميع الجسيمات المشحونة وذات الطاقة الواطئة قد لاتدخل في أي تفاعل نووي، وبذلك يكون المقطع العرضي للتفاعل

مساوياً الى صفر. لكن الملاحظ أن الجسيمة الساقطة (المشحونة) حتى لو كانت طاقتها واطئة أو أقل من 1MeV (الطاقة قليلة جداً بالنسبة لأرتفاع حاجز الجهد الكولومي) وجدت أنها تدخل في تفاعل نووي. هذا يدلنا أن حاجز الجهد الكولومي قد أخترق وأن أحتمالية أختراق هذا الحاجز تعتمد بصورة كبيرة على أرتفاعه وسمكه. فكلما كانت الجسيمة الساقطة ذات طاقة عالية، كان أختراق حاجز الجهد أسهل، شكل (6-6). وكما ورد سابقاً أيضاً فأن المقطع العرضي بصورة عامة يزداد بأزدياد طاقة (K_1) شكل (6-7).



الشكل (6-6) يوضح كيفية أختراق حاجز الجهد الكولومي أو النووي من قبل جسيمات مشحونة ذات طاقة واطئة أو طاقة عالية.



الشكل (6-7): يمثل الزيادة في قيم المقطع العرضي للتفاعل $Ag^{107}(p, n)cd^{107}$ مع طاقة البروتون.

6.5 معدل التفاعل Reaction rate

نتطرق الان الى كمية أخرى مهمة في التفاعلات النووية يطلق عليها معدل التفاعل (RR) (raction rate) التي تعرف بعدد التفاعلات النووية الحادثة في وحدة الزمن. فأذا فرضنا عدد الجسيمات التي تمر في وحدة المساحة وفي وحدة الزمن، $\varnothing$ ، ومساحة الصفيحة A ، فأنه من الممكن القول أن عدد الجسيمات الساقطة على الصفيحة في وحدة الزمن هي $\varnothing A$. وأحتمال التفاعل من قبل أي جسيمة هو $n\sigma x$. أذن

$$RR = (\phi A) \; (n\sigma x) \; sec^{-1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (6\text{-}25)$$

وبما أن $XA = V$ ، حيث V حجم الصفيحة . أذن :

$$RR = \varnothing n \sigma V \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (6\text{-}26)$$

6.6 نظريات التفاعلات النووية

لقد تمت دراسة التغير الحاصل بقيم المقاطع العرضية بالنسبة لطاقات الجسيمات الداخلة في التفاعل النووي عملياً ، حيث أوضحت هذه الدراسة أن هناك طاقات محددة تكون فيها قيم المقطع العرضي عالية جداً أذا ماقورنت بالطاقات المجاورة لها . لقد أطلق على مثل هذه القمم الحادة (Peaks) في المقاطع العرضية بالرنين (resonances) . أن مواقع هذه القمم الرنينية تشير الى مواقع مستويات الطاقة في النواة . كذلك لوحظ من النتائج ، أن في الطاقات الواطئة يكون شكل القمم الرنينية حاداً بحيث يبلغ سمكة بضع الألكترون فولت (eV) . في عام 1936 ، فسر نلس بور التفاعلات النووية وكذلك وجود القمم الرنينية الحادة في الطاقات الواطئة على أساس فرضية تكوين النواة المركبة (Compound nucleus) . لقد أوضح بور في فرضية على أن التفاعل النووي يحدث في مرحلتين ، الأولى تتفاعل الجسيمة الساقطة بشدة مع نواة الهدف بحيث تفقد كل طاقتها . وهذا يعني فقدان

هويتها وتصبح جزء من الهدف مكونة نواة يطلق عليها النواة المركبة وذلك ببعث نوّية واحدة أو أكثر قريبة من سطح النواة المركبة الى الخارج شكل (6-8) ومن الممكن الان توضيح تكوين وأنحلال النواة المركبة كما يلي :

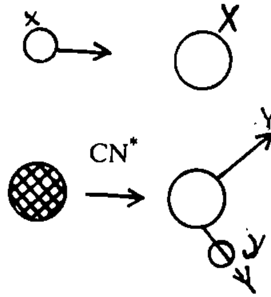
المرحلة الأولى : الجسيمة الساقطة + نواة الهدف ← نواة مركبة .

المرحلة الثانية : النواة المركبة ← نواة مرتدة + جسيمة خارجة .

أو



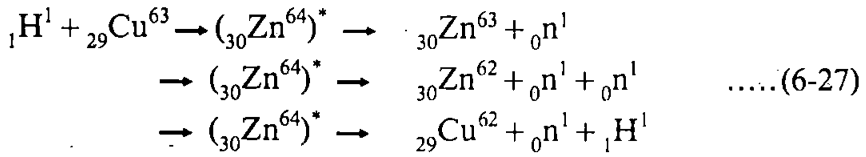
$$X + x \rightarrow CN^* \rightarrow y + Y$$



شكل (6-8) أنحلال النواة المركبة في التفاعلات النووية

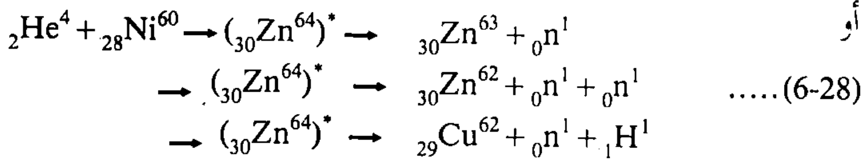
من أهم خواص النواة المركبة هو أن نموذج أنحلالها لايعتمد على طبيعة تكوينها . وهذا بالتأكيد ممكن فقط عندما يكون وقت أنحلال النواة المركبة أكبر من « الوقت الطبيعي النووي » (ويقصد بالوقت الطبيعي النووي ، بالوقت اللازم لأنتقال الجسيمة الساقطة خلال نواة الهدف) . فمثلاً ، عندما يتحرك بسرعة $10^9 cm/sec$ (وهذا مكافيء الى نيوترون ذي طاقة $1MeV$) ويقطع نواة قطرها تقريباً $10^{-12}cm$ ، فأنه يحتاج الى وقت تقريباً $10^{-21}sec$.وهذا الوقت أقصر بكثير من وقت أنحلال النواة المركبة ($10^{-14}sec$) .

لذا فأن هناك عدداً من التجارب العملية التي قد أثبتت أن النواة المركبة $({}_{30}Zn^{64})^*$ تتكون بأكثر من طريقة وكذلك تنحل بأكثر من طريقة كما في المعادلات التالية :



$$
\begin{aligned}
{}_{1}H^{1} + {}_{29}Cu^{63} \rightarrow ({}_{30}Zn^{64})^{*} &\rightarrow {}_{30}Zn^{63} + {}_{0}n^{1} \\
\rightarrow ({}_{30}Zn^{64})^{*} &\rightarrow {}_{30}Zn^{62} + {}_{0}n^{1} + {}_{0}n^{1} \qquad \ldots\ldots(6\text{-}27) \\
\rightarrow ({}_{30}Zn^{64})^{*} &\rightarrow {}_{29}Cu^{62} + {}_{0}n^{1} + {}_{1}H^{1}
\end{aligned}
$$

أو

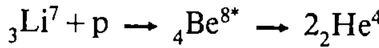


$$
\begin{aligned}
{}_{2}He^{4} + {}_{28}Ni^{60} \rightarrow ({}_{30}Zn^{64})^{*} &\rightarrow {}_{30}Zn^{63} + {}_{0}n^{1} \\
\rightarrow ({}_{30}Zn^{64})^{*} &\rightarrow {}_{30}Zn^{62} + {}_{0}n^{1} + {}_{0}n^{1} \qquad \ldots\ldots(6\text{-}28) \\
\rightarrow ({}_{30}Zn^{64})^{*} &\rightarrow {}_{29}Cu^{62} + {}_{0}n^{1} + {}_{1}H^{1}
\end{aligned}
$$

كذلك فأن النسبة بين المقاطع التي تم الحصول عليها في التفاعلين أعلاه يجب أن تكون نفسها وكما يلي :

$$\sigma(p\text{-}n) : \sigma(p\text{-}nn) : \sigma(p\text{-}pn) = \sigma(\alpha\text{-}n) : \sigma(\alpha\text{-}nn) : \sigma(\alpha\text{-}np) \ldots(6\text{-}29)$$

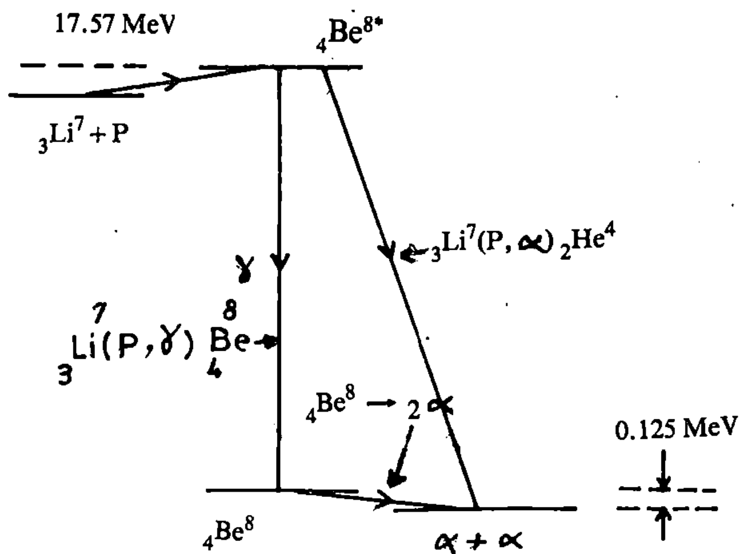
في جميع التفاعلات أعلاه نلاحظ أن النواة المركبة بعد الأنحلال تتحول الى نواة مستقرة . أما في بعض التفاعلات فتجد أن النواة المركبة بعد الانحلال تكون نواة غير مستقرة وكما في التفاعل التالي :



$${}_{3}Li^{7} + p \rightarrow {}_{4}Be^{8*} \rightarrow 2\,{}_{2}He^{4}$$

ففي هذا التفاعل تتكون النواة المركبة ${}_{4}Be^{8*}$ والتي كما نعلم أنها لاتوجد في الطبيعة كنواة مستقرة . بعد ذلك تنحل الى جسيمين من جسيمات الفا بطاقة حركية 8.8 MeV لكل منهما . أو أنها تبعث الطاقة المتوفرة لديها على شكل أشعاعات كاما طاقتها 17.6 MeV متحولة بعد ذلك الى الحالة الأرضية ، يتبع هذا الأنبعاث أن النواة غير المستقرة Be^{8} تنحل باعثة جسيمتين من جسيمات الفا وبطاقة حركية قليلة جداً لكل منهما . شكل (6-9) يوضح مخطط مستويات الطاقة لمثل هذا التفاعل .

أن نموذج النواة المركبة كان من النماذج الناجحة لتفسير التفاعلات النووية بالنسبة للجسيمات التي قد تصل طاقتها تقريباً 15MeV ولهدف عدده الكتلي $A > 10$. أما لطاقات أكبر من 15 MeV ولغاية 50MeV فهناك نماذج أخرى مثل النموذج الضوئي (optical model) ونموذج التفاعل المباشر (direct interaction model) ناجحة لتفسير التفاعلات النووية . اما بالنسبة لطاقات أكبر من 50 MeV فأننا يجب أن نبحث عن نماذج أخرى لتفسير التفاعلات النووية ، لأن الصورة بالنسبة لهذا التفاعل تكون معقدة جداً وكذلك التفسير النظري لها .



الشكل (6-9) يوضح مخطط مستويات الطاقة للتفاعلات: $_3Li^7(p,\alpha)\ _2He^4$ و $_3Li^7(P, \gamma)_4Be^8$



الفصل السابع

الانشطار النووي والمفاعلات النووية

(Nuclear fission and nuclear reactors)

الانشطار النووي (Nuclear fission)

7.1 المقدمة

الانشطار النووي عبارة عن تفاعل نووي ناتج عن قصف مادة قابلة للانشطار (كاليورانيوم والبلاتونيوم مثلاً) بالنيوترونات. ففي كل انشطار نووي تنقسم نواة المادة المنشطرة الى جزئين او اكثر متساويين بالحجم، كذلك تتحرر عدد من النيوترونات (3-2) بالاضافة الى كمية من الطاقة الحرارية، ان النيوترونات المتحررة من الانشطار تخرج بسرعة بحيث لاتصطدم مرة ثانية بذرات المادة المنشطرة ما لم تخفض سرعتها باستخدام مهديء وهكذا تستمر عملية الانشطار النووي ونحصل على ما يسمى بالتفاعل المتسلسل.

من الممكن التفريق بين عملية الانشطار النووي واي تفاعل نووي وذلك من خلال عدد النيوترونات التي تنبعث في الانشطار والطاقة المتحررة الكبيرة جداً. ان عملية الانشطار النووي المؤدية الى شظيتين يطلق عليها بالانشطار الثنائي وهي الحالة السائدة، الا ان هناك حالات تنقسم فيها النواة الى ثلاثة اقسام وتسمى بالانشطار الثلاثي. ومن الممكن ان تنشطر النواة الى اكثر من ثلاث شظايا الا ان ذلك لايحدث الا في حالات نادرة جداً.

7.2 اكتشاف الانشطار النووي

ان فكرة الانشطار النووي تبلورت بصورة واضحة بعد اكتشاف النيوترون في عام 1932 ، وكذلك بعد اكتشاف النشاط الاشعاعي الاصطناعي من قبل جوليت كوري عام 1934. بعدها حاول فرمي (Fermie) تحضير النظائر المشعة للعناصر باستخدام النيوترونات البطيئة (عملية الابطاء تمت في البرافين). ان تجارب فيرمي في توليد النظائر المشعة للعناصر الكيمياوية التي كانت معروفة انذاك ادت الى اكتشاف عناصر مابعد اليوارنيوم ($Z > 92$).

ان اول من اكتشف عملية الانشطار النووي هما العالمان اوتوهان وشتراسمن (Attohann and Strassman) وذلك عام 1939. حيث تم قصف مادة اليورانيوم بنيوترون بطيء تولد على اثرها نظيرا الباريوم $_{56}Ba^{139}$ والانثنيوم $_{57}La^{140}$. لقد فسر اوتوهان وشتراسمن العملية هذه على اساس ان اليورانيوم المقصوف يكون غير مستقر وبذلك تنقسم الى نواتين بكتلتين ذريتين متوسطتين. لقد أطلق على هذه العملية بالانشطار النووي (Nuclear fission) بعد هذا الاكتشاف استمرت دراسة عملية الانشطار بصورة مفصلة وتم وضع النظريات العلمية لتفسيرها استناداً لتطور تركيب النواة. ففي يومنا هذا وجد ان هناك عدداً كبيراً من العناصر الثقيلة تشترك في الانشطار وان هذا الانشطار لايحدثه فقط النيوترون البطيء وانما النيوترون السريع والجسيمات المشحونة واشعة كاما ايضاً.

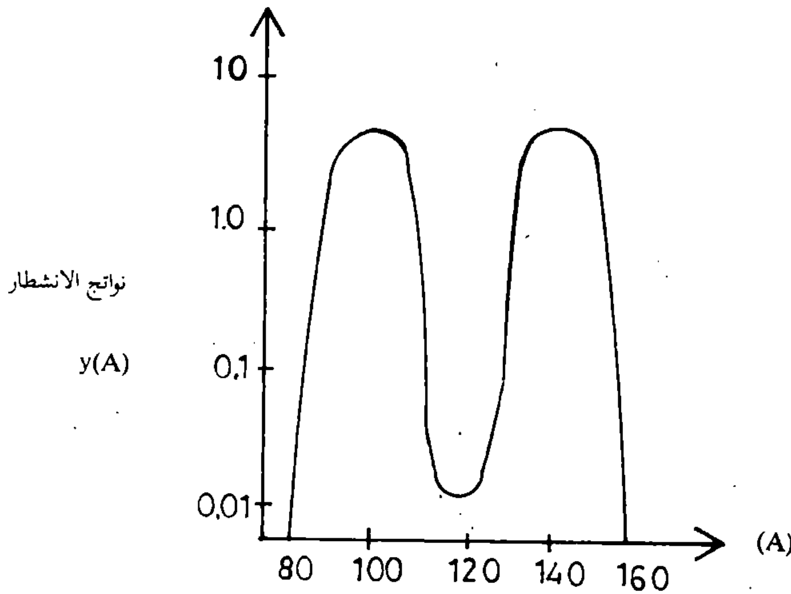
كذلك وجد ان بالاضافة الى نوى (Ba و La) المتكونة في الانشطار فان هناك عدداً النظائر الخفيفة (مثل الخارصين $Z = 30$ والتربيوم $Z = 65$ تنبعث من عملية الانشطار .

7.3 انشطار اليورانيوم بواسطة النيوترونات الحرارية

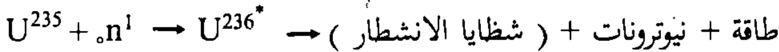
بالامكان حدوث عملية الانشطار باستخدام النيوترونات الحرارية (النيوترونات الحرارية عبارة عن نيوترونات طاقتها تقريباً (0.025 eV) . هناك ثلاث نوى U^{233}, U^{235} و Pu^{239} تحدث فيها عملية الانشطار النووي عند امتصاصها النيوترونات الحرارية. فعند حدوث مثل هذا الانشطار يتكون بالاضافة الى انقسام النواة الى قسمين ، انبعاث نيوترونات واشعة كاما ، وان انبعاث النيوترونات يكون اعتيادياً وكمعدل بين 2.51, 2.44 و 2.89 لكل انشطار للنوى U^{233}, U^{235} و Pu^{239} على التوالي . ان سلوك الانشطار للنظرين U^{233}, Pu^{239} مشابه الى U^{235} . لذا فسوف نتطرق لمناقشة U^{235} فقط . ان مادة اليورانيوم الخام الموجود في الطبيعة تحوي على 0.72% من نظير U^{235} ، لذلك فان عملية فصل هذا النظير عن بقية نظائر اليورانيوم صعبة ومكلفة مادياً . لذا فان اليورانيوم الطبيعي المخصب (enriched) او الغني بنظير U^{235} هو الذي يستخدم في المفاعلات النووية وفي اغراض اخرى .

ان انشطار نواة اليورانيوم -235 بواسطة النيوترون الحراري او البطيء يعطي انبعاثاً لعدد مختلف من نواتج الانشطار (شظايا الانشطار) حيث تنحصر نواتج انشطار نوى اليورانيوم 235 بين $A = 80$ و $A = 160$ وكما هو موضح بالشكل (7-1) ، حيث ان نواتج الانشطار y(A) الناتجة من التفاعل قد رسمت مع العدد الكتلي (A) . هذا وان مجموع كتل نواتج الانشطار اقل من مجموع كتلة النواة المنشطرة والنيوترون المسبب للانشطار ، ويمثل نقصان الكتلة ، الطاقة الهائلة التي تصاحب عملية الانشطار .

التفاعل التالي يوضح طبيعة الانشطار لنواة اليورانيوم -235 .



الشكل (7-1) يوضح كتل نواتج الانشطار لليوارنيوم 235 بعد امتصاصه النيوترونات.



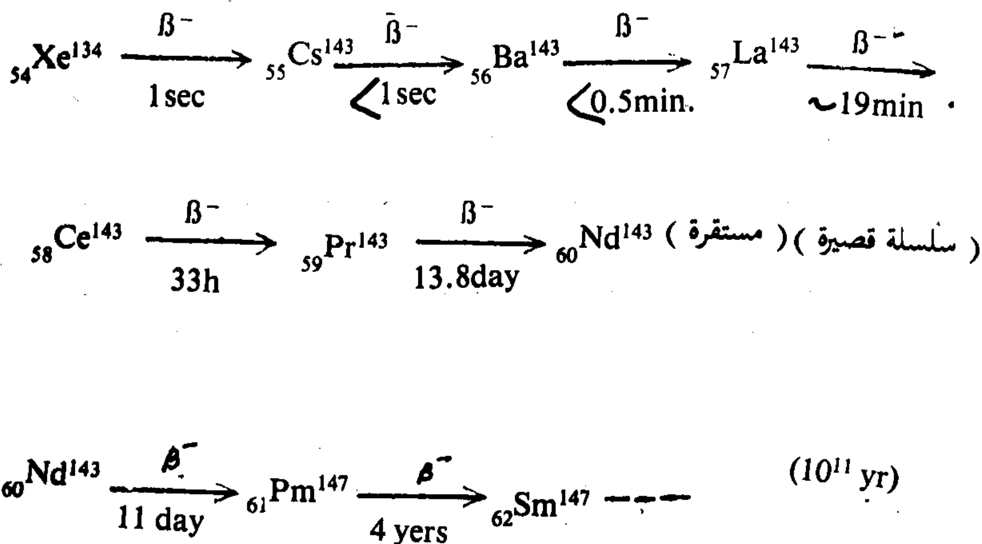
$$U^{235} + {}_{0}n^{1} \rightarrow U^{236^{*}} \rightarrow$$ (شظايا الانشطار) + نيوترونات + طاقة

شظايا الانشطار تمثل اما (نواة الزينون 140+ نواة السترنتيوم 94) او (نواة الكريتون 92 + نواة الباريوم 141) . في هذا التفاعل تتكون لدينا نواة مركبة ${}_{92}U^{236}$ في حالة استثارة تبلغ طاقتها 16.4 MeV بعدها تنحل بواسطة الانشطار النووي مكونة شظايا الانشطار حيث تتنافر مع بعضها بواسطة قوة كولوم فاقدة طاقة كامنة وحاصلة على طاقة حركية .

في عمليات الانشطار النووي هنالك اكثر من 30 اسلوباً للانشطار . ففي كل انشطار يتولد زوجان مختلفان من النوى ، ومن اكثر النوى شيوعاً هي الباريوم (Barium) ، اللينثونيوم (lanthemum) والبرومين (Bromina) ، المولبديوم (malybdenum) ، الرابديوم (rabidum) ، الكريتون (Krypton) ، الايودين (Iodion) ، الزينون (Xenon) والسيزيوم (Cesium) .

لقد لوحظ ان انبعاث اشعاع في عمليات الانشطار يرجع لعدم استقرار النوى المتمثلة في شظايا الانشطار لاحتوائها على عدد كبير من النيوترونات والتي

تعمل للتخلص منها وذلك بانحلالها بعد ان تبعث جسيمات (β^-). في معظم الحالات تمر هذه الشظايا خلال سلسلة من الانحلالات حتى تصبح نظيراً مستقراً. مثل



$$_{54}Xe^{134} \xrightarrow[1\,sec]{\beta^-} {}_{55}Cs^{143} \xrightarrow[<1\,sec]{\beta^-} {}_{56}Ba^{143} \xrightarrow[<0.5min.]{\beta^-} {}_{57}La^{143} \xrightarrow[\sim 19min]{\beta^-}$$

$$_{58}Ce^{143} \xrightarrow[33h]{\beta^-} {}_{59}Pr^{143} \xrightarrow[13.8day]{\beta^-} {}_{60}Nd^{143}$$ (مستقرة) (سلسلة قصيرة)

$$_{60}Nd^{143} \xrightarrow[11\ day]{\beta^-} {}_{61}Pm^{147} \xrightarrow[4\ yers]{\beta^-} {}_{62}Sm^{147} ---\qquad (10^{11}\ yr)$$

ان النيوترونات المصاحبة لعملية الانشطار قد تسبب في شطر نوى اخرى وبسبب تولد نيوترون او اكثر مقابل كل نيوترون يستهلك في عملية الانشطار يمكننا الحصول على تفاعل متسلسل يكون مصدراً لطاقة هائلة.

7.4 توزيع الطاقات لنواتج الانشطار

بعد ان عرفنا ماهية الانشطار النووي واهميته في كونه مصدراً للطاقة، لنأخذ فكرة الان عن كمية الطاقة المتحررة من الانشطار النووي. نحن نعلم ان معدل طاقة الربط لنويات اليوارنيوم U^{236} تقريباً 7.6 MeV لكل نوية. بعد الانشطار تكون طاقة الربط لشظايا الانشطار ($A \sim 118$) مساوية الى 8.5 MeV لكل نوية. اذن الطاقة المتحررة في انشطار واحد هي $212 = 236 \times 7.6 - 2 \times 118 \times 8.5$)

MeV) تقريباً . لقد وجد ان القيمة اعلاه في الحسابات الدقيقة جداً مساوية الى 200 MeV لكل انشطار . ان هذه القيمة جاءت مطابقة جداً للنتائج المقاسة عملياً ، حيث ظهرت هذه الطاقة بشكل طاقة حركية الى كل من شظايا الانشطار والنيوترونات واشعة كاما وكما هو موضح بالجدول (1-7) .

الجدول (1-7) توزيع الطاقة بعد الانشطار لنظير اليورانيوم U^{235} بواسطة النيوترونات الحرارية .

الطاقة الحركية الى	MeV
شظايا الانشطار	165
نيوترونات الانشطار (2.5 نيوترون لكل انشطار بحيث يحمل كل نيوترون تقريباً 2 MeV)	5
اشعة كاما المنبعثة من الانشطار	10
اشعة بيتا ، اشعة كاما ، النيوترينوات المنبعثة من انحلال شظايا الانشطار	20
الطاقة الكلية للانشطار	200

ان معظم الطاقة الكلية والتي تبلغ حوالي (90%) تذهب كطاقة حركية لشظايا الانشطار . اما بقية الطاقة فتتحرر عند انحلال شظايا الانشطار وبعثها اشعة بيتا او كاما ويمكن الحصول على الطاقة من هذين المصدرين بامتصاص نواتج الانشطار في وسط ملائم .

ان الطاقة المتحررة بالانشطار النووي تساوي الفرق بين كتلة النواة المنشطرة وكتل شظايا الانشطار والنيوترونات المتحررة . ففي الانشطار الذي يتولد فيها شظيتان (الانشطار الثنائي) ، تكون الطاقة المتحررة من الانشطار مساوي تقريباً الى 200 MeV وهي :

$$E_f = M - (M_1 + M_2 + M_{n's}) \qquad \text{.................(7-1)}$$

حيث M كتلة النواة المنشطرة، M_2, M_1 و $M_{n's}$ كتل الشظيتين والنيوترونات المتحررة على التوالي.

وكما اشرنا في الفقرة السابقة فان الانشطار النووي يحدث عندما تتغلب قوة التأثير الكولومي على الشد السطحي وهذا يعني ان مقدار هذه القوة والتي تعتبر كطاقة حركية للشظية يمكن اعتمادها من العلاقة التالية :

اذا فرضنا ان في كل انشطار ثنائي تتولد شظية خفيفة كتلتها (M_1) وشظية ثقيلة كتلتها (M_2) بحيث سرع كل منها وعلى التوالي V_1 و V_2، اذن وحسب قانون حفظ الزخم :

$$M_1 V_1 = M_2 V_2 \qquad \text{.................(7-2)}$$

كذلك فان النسبة بين طاقتيهما هما

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{M_2}{M_1} \qquad \text{.................(7-3)}$$

وكما قلنا سابقاً، ان الطاقة الحركية المعطاة للشظايا هي قوة التنافر الكولومي بين شحنتي الشظيتين. فيمكن كتابة الطاقة التنافرية بينهما كالآتي :

$$E_c \qquad \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} \qquad \text{.................(7-4)}$$

حيث Z_2, Z_1 و R_2, R_1 هما شحنتان وانصاف اقطار الشظيتين الخفيفة والثقيلة على التوالي. في الانشطار المتماثل والمنتج لشظيتين متساويتين يحمل كل منهما كتلة وشحنة النواة الاصلية فان العلاقة (7-4) تصبح :

$$E_c \propto \frac{Z^2 e^2}{R}$$

او

$$E_c = k \frac{Z^2 e^2}{A^{1/3}} \qquad \text{(7-5)}$$

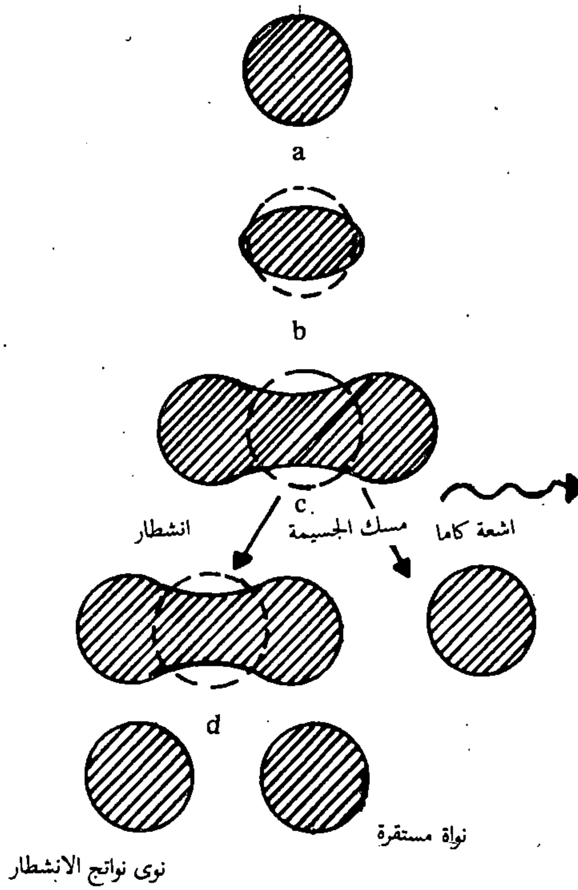
حيث $R = R_\circ A^{1/3}$ و K ثابت التناسب .

يلاحظ من معادلة (7-5) ان الطاقة الحركية للشظيتين (والتي هي الطاقة التنافرية) تعتمد اعتماداً مباشراً على كتلة وشحنة النواة المنشطرة .

7.5 تفسير ظاهرة الانشطار النووي

لاتوجد نظرية محددة في الوقت الحاضر تفسر ظاهرة الانشطار النووي . لكن نلس بور وجون ويلر (Boher and wheelr) وضعا تفسيراً لظاهرة الانشطار تعتمد على نموذج قطره السائل فبالنسبة لهذا النموذج تعامل النواة المولدة للانشطار U^{235} في المستوى الارضي كقطره سائل كروية لهذا فانه من الممكن هنا الاخذ بنظر الاعتبار عاملين فقط يكونان هما المسؤولين عن شكل النواة. الشد السطحي او التأثير السطحي والتنافر الكولومي او التأثير الكولومي . فالتنافر الكولومي يحاول تغير شكل النواة الكروي نتيجة وجود البروتونات فيها . اما الشد السطحي فيحاول التغلب على قوة التنافر الكولومي ويبقي النواة في شكلها الكروي . فعند امتصاص اي نواة كروية الشكل لجسيمة او اشعة كاما فان هذا سيزيد من طاقة النواة ويجعلها في وضع الاستثارة مما يشوه شكلها الكروي . وكلما زادت طاقة الاستثاره فان التشويه بشكل النواة يزداد . الشكل (7-2) يوضح مراحل عملية الانشطار النووي .

ولنأخذ حالة النواة في الشكل (7.2.c) فهناك حالتان من الممكن حدوثهما، الاولى : اذا كان تأثير الشد السطحي اكبر من قوة التنافر الكولومي ، فان النواة في هذه الحالة تحاول التخلص من الطاقة الفائضة بواسطة بعث اشعة كاما ومن ثم تأخذ الشكل الكروي ثانية وتصبح في حالة استقرار . اما في الحالة الثانية : والتي يكون فيها تأثير قوة كولوم اكبر من تأثير الشد السطحي ، فان النواة سوف تنشطر



الشكل (7-2)

النواة المنشطرة تأخذ اشكالاً مختلفة تعتمد على درجة الاستثارة الناتجة من امتصاص الجسيم الساقط.

(a) تمثل نواة كروية قبل التصادم مع الجسيم الساقط

(b) بعد التصادم، حيث تبدأ النواة بالتشويه الى شكل القطع الناقص

(c) استمرار التشويه

(d) اذا كانت الاستثارة عالية، فان النواة تنشطر اما اذا كانت الاستثارة واطئة، فان النواة تمسك الجسيمة ومن ثم تبعث اشعة كاما.

الى قسمين وهذا يعني حصول عملية الانشطار النووي . في بعض النوى الثقيلة يحصل الانشطار نتيجة لقصفها بواسطة النيوترون الحراري ، او في البعض الاخر قصفها بالنيوترونات ذات الطاقة العالية او جسيمات مشحونة او يحصل الانشطار كذلك عندما تسقط عليها جسيمات ذات طاقة 20 او 30 MeV تقريباً . ففي كل هذه الحالات أعلاه تكون الطاقة الممتصة كافية لان تجعل شكل النواة كما في الشكل (7.2.d) اما بالنسبة للنوى التي عددها الكتلي $A \sim 200$ فاننا نحتاج الى طاقة استثارة عالية لغرض حصول الانشطار . اما النوى التي عددها الكتلي $A = 230$ او $A = 240$ فاننا نحتاج الى طاقة استثارة قليلة جداً لحصول الانشطار . اما النوى U^{233}, U^{235} و Pu^{239} فانها في حالة خاصة حيث يحصل لها انشطار حتى ولو امتصت نيوترونات طاقتها الحركية صفر تقريباً . لذا نستدل بان هذه النوى مفيدة جداً وذلك لاستخدامها في عمليات الانشطار النووي .

7.6 تفاعل الانشطار المتسلسل (fission chain reaction)

ان استمرار عملية الانشطار في مادة اليورانيوم يطلق عليها تفاعل الانشطار المتسلسل (Fission chain reaction) ولتوضيح هذه العملية نفرض اننا قمنا بقصف كمية قليلة من اليورانيوم بمئة نيوترون (100) . ولنفرض ايضاً ان اربعين من هذه النيوترونات فقط انتجت انشطاراً نووياً ، اما الستون الاخرى فهي اما ان تمتص بدون حدوث اي انشطار او انها تتسرب او تهرب من هدف اليوارنيوم (وسوف نتكلم عن هاتين الخاصيتين فيما بعد) . بعد الانشطار مباشرة تتولد لدينا مرة ثانية مئه نيوترون ($40 \times 2.5 = 100$) ، على اعتبار ان كل انشطار يولد كمعدل 2.5 نيوترون . من هذه المئة نيوترون الثانية هناك اربعون نيوترون فقط سوف تحدث انشطارات اخرى مكونة 100 نيوترون أضافي وهكذا ، لذا لايفقد اي نيوترون . ان العملية التي فيها الانشطار يبقى مستمراً بدون اضافة اي نيوترونات من الخارج يطلق عليها التفاعل المتسلسل ذاتي المداومة (self sustained chain reaction) .

ان التفاعل المتسلسل يمكن ان يحدث في حالة واحدة وهي اذا كان عدد النيوترونات المتولدة في الانشطار ($n + 1$) (n تمثل اي انشطار) مساوية او اكثر من

الانشطار (n)) . لهذا فان معامل تكاثر النيوترونات (reproduction factor) ((k))
يمكن ان يعرف كما يلي :

$$K = \frac{\text{عدد النيوترونات في الانشطار } (n+1)}{\text{عدد النيوترونات في الانشطار } (n)} \qquad \text{.....................(7-6)}$$

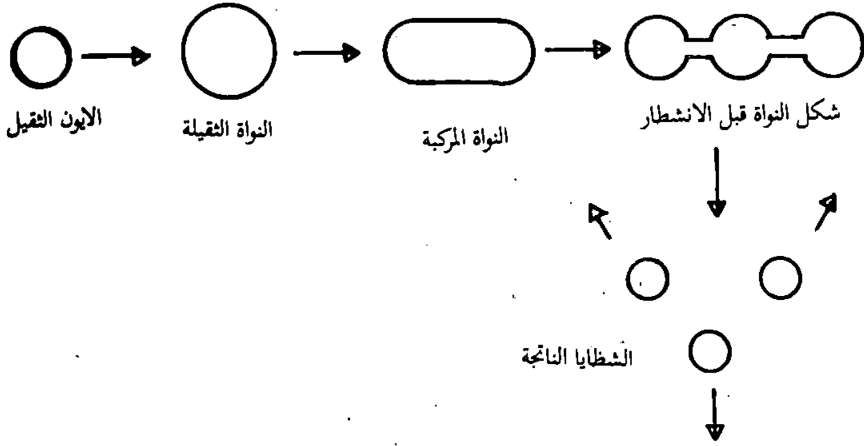
فاذا كانت قيمة (K = 1) فهذا يعني ان عدد النيوترونات في الانشطار (n + 1) مساوي الى عدد النيوترونات في الانشطار (n) وهذا يعني كذلك ان الحالة تصبح حرجة (critical) . اما اذا كانت (k <1) فيعني بان عدد النيوترونات في الانشطار (n + 1) اقل منه في الانشطار (n) ، ان هذه الحالة يطلق عليها بالحالة دون الحرجة (subcritical) . واخيراً اذا كانت (K >1) اي ان عدد النيوترونات في الانشطار (n + 1) اكثر منه في الانشطار (n) فان الحالة يطلق عليها بالحالة فوق الحرجة . (Supercritical)

في كل انشطار تتحرر طاقة مقدارها تقريباً 200 MeV ، فاذا اردنا ان نحصل على طاقة مستمرة او تجهيز مستمر من الطاقة عن طريق مفاعل نووي مثلاً ، فيجب ان تكون الحالة في المفاعل حرجة ، اي ان قيمة (K = 1) . وهذا هو الشرط الاساس لتشغيل المفاعلات النووية . في الحالة فوق الحرجة ، القدرة تزداد باستمرار مما يؤدي في النهاية الى عدم السيطرة عليها وبالتالي فان احتمال انفجار المفاعل يكون كبيراً وهذا مايحدث عند تفجير القنبلة الذرية . اما اذا كانت الحالة دون الحرجة ، فان عدد النيوترونات يتناقص باستمرار وبالتالي نصل الى مستوى طاقة مساوي الى صفر . وهذا يعني ان المفاعل لايشتغل بعد ذلك .

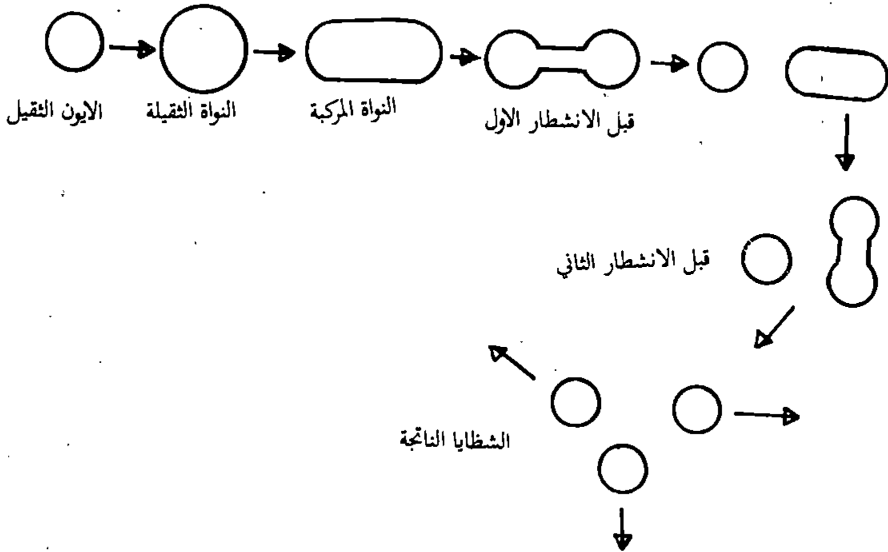
7.7 بعض انواع الانشطارات النووية

7.7.1 الانشطار الضوئي Optical fission

يحدث هذا الانشطار عند قصف اليورانيوم بفوتونات ذات طاقة عالية مما يجعلها غير مستقرة . وكان العلماء هكسبي ، شوب ، ستيفنز وولز (Haxby, shoupp, stephens & wells) عام 1941 اول من حقق هذا الانشطار باستعمال



الشكل (7-3) الطريقة المباشرة للانشطار الثلاثي



الشكل (7-4) الانشطار الثلاثي يحدث بمرحلتين

اشعة كاما. حيث تم تعريض قطعة من اليوارنيوم معدنية الشكل مساحتها $12\ cm^2$ تقريباً كانت موضوعة داخل حجرة التأين لفوتونات اشعة كاما طاقتها 6.3 MeV، وقد تم قياس نواتج الانشطار بواسطة نبضات التأين التي تحدثها في هذه الحجرة.

بعد ذلك جرت محاولات عديدة لتوليد مثل هذا الانشطارات مستخدمين نوى مختلفة وفوتونات ذات طاقات مختلفة. وقد تمكن كل من كوخ، ماكليني وكاستايكر (Koch, McELEinney & Gastrger) عام 1950 من ايجاد قيم ادنى طاقة (العتبة) للانشطارات الضوئية وبصورة دقيقة او ذلك من خلال اسقاط فوتونات الاشعة السينية على عينات من نظائر منفصلة مثل اليوارنيوم والبلوتونيوم والثوريوم.

7.7.2 الانشطار الثلاثي Ternary fission

بعد ان تمت معرفة الانشطار النووي، قدم العالم برزنت R.present عام 1941 اقتراحاً حول احتمال وجود انشطار ثلاثي (ternary fission) وذلك على اساس نموذج قطره السائل والتي اقترحها بور ايضاً. الانشطار الثلاثي هو انقسام النواة المتهيجة الى ثلاث شظايا (نوى) وذلك بكتل متقاربة. ان احتمال حدوث مثل هذه الانشطارات قليل جداً حيث يبلغ انشطاراً واحداً في كل مائة الفا انشطار لنظائر اليوارنيوم، وهناك كذلك دلائل تشير الى ان احتمالية الانشطار الثلاثي تزداد وذلك في النوى الثقيلة وتحت ظروف الطاقة العالية. ان تفسير ميكانيكية الانشطار الثلاثي في النوى الثقيلة وبالايونات الثقيلة يتم باحد هاتين الطريقتين : الاولى، تفترض حدوث الانشطار الثلاثي بطريقة مباشرة وبخطوة واحدة، حيث تتكون في النواة المنشطرة وفي مرحلة الانفصام اتصالان في ان واحد تنشطر بعدها النواة الى ثلاثة اجزاء او شظايا كما في الشكل (7-3). اما الطريقة الثانية فانها تفترض توليد الشظايا الثلاث بمرحلتين، المرحلة الاولى انشطار النواة الى شظيتين احداهما صغيرة والاخرى كبيرة تمتلك طاقة استثارة كبيرة تكفيها لان تنشطر انشطاراً ثنائياً اخر. الشكل (7-4) يوضح ذلك.

7.7.3 الانشطار التلقائي او الذاتي Spontaneous fission

ان اول من لاحظ الانشطار الذاتي في نواة ثقيلة مثل اليورانيوم (U^{235}) هما العالمان بترزاك وفليروف (Petrzhak & flerov) وذلك في عام 1940. حيث تنشطر النواة الى جزئين على الاقل من حالة الاستقرار او الحالة الارضية (ground state) وبدون ان تعطى اي طاقة استثارة. لقد وجد ان هذه الظاهرة هي من

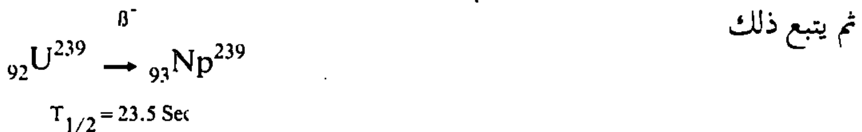
صفات العناصر الثقيلة والتي يطلق عليها مابعد الاكتينيوم وتتراوح اعمار النصف لانشطار هذه النوى من اجزاء الثانية كما هو الحال بالنسبة لنظير الفيرميوم (258) ($T_{1/2}$ = 280 µs) الى الاف السنين كما في نظير الثوريوم (232) ($T_{1/2}$ = 2110 yers) . ولتفسير حدوث مثل هذه الانشطارات فان هناك تفسيراً خاصاً بها ، وهو ان الانشطار الذاتي لايحدث عن طريق التغلب على حاجز الانشطار [حيث وجد ان انسب شكل له هو القطع المكافيء] بل عن طريق ما هو معروف في الميكانيك الكمي بظاهرة النفق ، (Tunneling effect) ، ويتوقع ان يكون الاختراق من قبل الشظية المعنية هي العامل المتحكم في احتمالية حدوث الانشطار التلقائي او الذاتي وتعتمد احتمالية تكوين النفق والخروج على عدد التصادمات التي تحدثها الشظية بجدار الحاجز .

7.8 عناصر مابعد اليورانيوم Transuranic elements

بعد حدود العناصر الطبيعية ، والذي هو اليورانيوم (Z = 92) ، تم تحضير العناصر الصناعية الثقيلة والتي اطلق عليها عناصر مابعد اليورانيوم . ان اول مجموعة من هذه العناصر تم تحضيرها بواسطة اسر اليورانيوم $_{92}U^{238}$ للنيوترون ليتبعه انحلال بانبعاث جسيمات بيتا ، وبذلك يتحول نيوترون واحد الى بروتون وهذا يعني زيادة قيمة Z بمقدار واحد مكونة عنصر النبتونيوم $_{93}Np^{239}$ (Neptunium) وكما يلي :

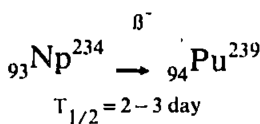
$$_{92}U^{238} + {}_0n^1 \rightarrow ({}_{92}U^{239}) \rightarrow {}_{92}U^{239} + h\nu$$

ثم يتبع ذلك



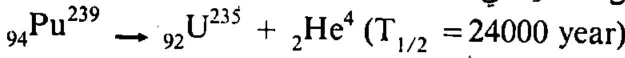
$$_{92}U^{239} \xrightarrow{\beta^-} {}_{93}Np^{239} \quad T_{1/2} = 23.5\ Sec$$

النبتونيوم المتكون في المتفاعل اعلاه نشط اشعاعياً ايضاً فهو يبعث بجسيمات بيتا ليكون عنصراً جديداً عدده الذري (Z = 94) . حيث يعرف الان بالبلوتونيوم (Plutonium) وفيما يلي الانحلال النووي للنبتونيوم :



$$_{93}Np^{234} \xrightarrow{\beta^-} {}_{94}Pu^{239} \quad T_{1/2} = 2-3\ day$$

ان نظير البلوتونيوم هو نشط اشعاعياً ايضاً وينحل الى اليوارنيوم 235 باعثاً بجسيمات الفا وبعمر نصف طويل جداً وكما يلي :



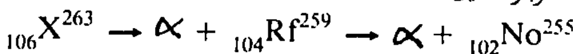
$$_{94}Pu^{239} \rightarrow {}_{92}U^{235} + {}_{2}He^{4} \ (T_{1/2} = 24000 \text{ year})$$

نظير البلوتونيوم يلعب دوراً هاماً في مشروع القنبلة الذرية وذلك كونه قابلاً للانشطار بكل من النيوترونات السريعة والبطيئة حيث له مقطع عرضي (729) بارن كبير بالمقارنة مع 520 بارن بالنسبة لـ U^{235} (بالنسبة للنيوترونات الحرارية) .

بعد البلوتونيوم (Z = 92) ، تبقى النوى الثقيلة مصنوعة من قصف البلوتونيوم بجسيمات الفا ، نوى الكاربون او ايونات زوجية مثل النيون -22 . وقد تم لحد الان انتاج عدد كبير من نظائر النبتونيوم تتراوح اعدادها الكتلية بين 231 و 239 ، وانتج ايضاً عدد كبير من نظائر البلوتونيوم تتراوح اعدادها الكتلية بين 232 و 242 . وكذلك عناصر ما بعد اليورانيوم اعدادها الذرية 95 ;96 ,97 و 98 وهي

العدد الذري	الاسم	الرمز
93	Neptunium نبتنيوم	Np
94	plutonium بلوتونيوم	Pu
95	Americium امريسيوم	Am
96	Curium كوريوم	Cm
97	Berkelium بركليوم	Bk
98	Californium كاليفورنيوم	Cf

حتى عام 1980 ، وجد ان هنالك عناصر غير معروفة لحد الان وهي مثل $_{106}X^{263}$ حيث تم الحصول عليه من قصف الكاليفورنيوم (Cf) 294 بايونات الاوكسجين (18) . بينما النظير المجهول الاخر $_{106}X^{259}$ فانه يتكون نتيجة قصف الرصاص بايونات الكروميوم (54) . ان العنصر الاول تم التعرف عليه وذلك من خلال انحلال جسيمات الفا وبمرحلتين :



$$_{106}X^{263} \rightarrow \alpha + {}_{104}Rf^{259} \rightarrow \alpha + {}_{102}No^{255}$$

على كل حال ماتزال المحاولات العديدة لانتاج العناصر الجديدة الاصطناعية قائمة لما وراء اليورانيوم .

7.9 الاندماج النووي Nuclear fusion

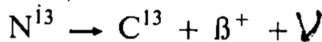
الاندماج النووي عملية ينتج عنها تكون نواة من اندماج نوى اصغر كتلة منها (كما تتكون نواة الهليوم من نوى الهيدروجين) ، ويكون الاندماج مقروناً بانطلاق طاقة كبيرة (كما يحدث في تفجير القنبلة الهيدروجينية) . لذا فان عملية الاندماج **النووي هي عملية معاكسة لعملية الانشطار النووي لكن يربطهما شيء مشترك هو ان الاثنين يولدان طاقة .**

تحدث تفاعلات الاندماج النووي عادة في درجات الحرارة العالية ، ففي هذه الدرجات العالية يكون تأثير التنافر الكولومي بين الجسيمات الموجبة ضعيفاً بحيث يمكن ان تصل الجسيمات قريبة من بعضها الى درجة ان تتعامل بالقوة النووية . مثل هذه التفاعلات يطلق عليها بالتفاعلات النووية الحرارية (Thermonuclear reaction)

ان عمليات التفاعل داخل الشمس والنجوم هي من نوع تفاعلات الاندماج النووي او التفاعلات النووية الحرارية ، حيث ان درجة الحرارة داخلها عالية جداً ($\sim 10^8$ or 10^6 K°) مما يجعل جميع ذرات المواد المختلفة داخل الشمس متأينة كلياً ومكونة غازاً مؤيناً (Ionized gass) يحتوي على اعداد من النوى والالكترونات يطلق عليها البلازما . ان حركة هذه النوى في هذا الغاز المؤين وبسرع عالية يجعلها تصطدم بنوى اخرى وترتبط معها ، وعند حدوث مثل هذا الارتباط تتحرر طاقة كبيرة جداً . ان التفاعلات النووية الحرارية التالية هي من اكثر التفاعلات شيوعاً بالشمس والنجوم . التفاعل الاول يطلق عليه بدورة الكاربون (Carbon cycle) اما التفاعل الثاني فهو دورة البروتون (protom - Proton cycle) .



$H^1 + C^{12} \rightarrow N^{13} + \gamma$

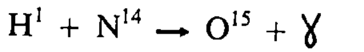


$N^{13} \rightarrow C^{13} + \beta^+ + \nu$

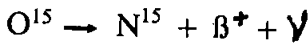


$H^1 + C^{13} \rightarrow N^{14} + \gamma$

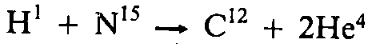
دورة الكاربون



$$H^1 + N^{14} \rightarrow O^{15} + \gamma$$

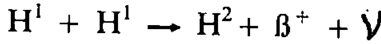


$$O^{15} \rightarrow N^{15} + \beta^+ + \nu$$



$$H^1 + N^{15} \rightarrow C^{12} + 2He^4$$

تبدأ هذه الدورة بنواة واحدة للكاربون وتنتهي بنواة واحدة للكاربون . خلال العملية تستخدم اربعة بروتونات لتتحول الى جسيم الفا وبوزترونين مع خروج طاقة تقريباً تقدر بـ (Q = 25 MeV) .



$$H^1 + H^1 \rightarrow H^2 + \beta^+ + \nu$$



$$H^2 + H^1 \rightarrow He^3 + \gamma$$



$$He^3 + He^3 \rightarrow He^4 + 2H^1$$

دورة البروتون

في هذه الدورة كذلك تتحول اربعة بروتونات الى جسيم الفا وبوزترون مع خروج طاقة تقدر بـ (Q = 25 MeV) .

المفاعل النووي Nuclear Reactor

7.10 المقدمة

المفاعل النووي عبارة عن جهاز الغرض منه السيطرة على عملية الانشطار النووي المتسلسل والناتج عن وضع كمية من الوقود النووي ثم تعريضها الى مصدر نيوتروني . عند تعرض ذرة الوقود الى نيوترونات فانها قد تمتص احد هذه النيوترونات المصطدمة بها ، ونتيجة لذلك فاننا نحصل على نيوترون او اكثر عند انشطار اليورانيوم (235) . وكما قلنا سابقاً ، ان عملية التفاعل المتسلسل تنشأ من اصطدام احد النيوترونات الناتجة عن الانشطار بذرة وقود اخرى وبذلك نحصل على أنفلاق جديد وعدد اخر من النيوترونات . فالمفاعل يسيطر على هذه التفاعلات وينظمها بشكل يمنع من ان تصبح الطاقات المتولدة من الانشطار عالية جداً قد تصهر المفاعل وتعرضه الى الخطر . ان المفاعلات النووية انواع عديدة يعتمد تصميمها على نوع السيطرة التي تستخدمها على التفاعل النووي وسوف نتكلم عن ذلك فيما بعد .

7.11 تشغيل المفاعل

للبدء في تشغيل اي مفاعل، توضصع قيمة (k) اكبر قليلاً من الواحد فاذا أستخدم اليورانيوم الطبيعي كوقود. فأننا لانستطيع الحصول على الحالة الحرجة، وذلك بسبب ان اليورانيوم الطبيعي يحوي على 235 و 238 بنسبة 1/138. وهذا يعني أن مقدار U^{235} يكون 0.7% و U^{238} يكون 99.3%. فعندما يسقط نيوترون حراري على الوقود الحاوي على اليورانيوم الطبيعي، فان معظم النيوترونات المتولدة تفقد بواسطة الامتصاص في اليورانيوم 238 والتي لايحدث فيها اي انشطار وكذلك بهروبها من المفاعل. لذلك ولزيادة احتمال الانشطار النووي يجب تخصيب اليورانيوم (enriched) بنظير اليورانيوم 235 [عملية التخصيب تعني زيادة نسبة احد نظائر اليورانيوم على الاخر] واستخدامه كوقود في المفاعل.

الشكل (7-5) يوضح الشكل الاعتيادي لمولد القدرة النووية فقلب المفاعل (core) يحوي على وحدات الوقود او قضبان الوقود وهي ذات حجوم محددة من اليورانيوم الطبيعي او المخصب باليورانيوم 235. تغلف هذه القضبان بصورة جيدة وذلك لاحتواء الوقود اولاً ونتائج الانشطار ثانياً ولمنع تسربها الى مادة التبريد (المهديء) ثالثاً وحدات الوقود تقترب في قلب المفاعل باسلوب هندسي يفسح المجال لوضع مادة المهديء اللازمة لتبطئة سرعة النيوترونات الشكل (7-5-b)، حيث تكون هذه المادة وفي اغلب الاحيان ماءاً ثقيلاً (D_2O)، يستخدم المهديء لتبطئة النيوترونات السريعة الناتجة عن الانشطار وجعل احتمال مسكها مرة اخرى او دخولها في انشطار ثاني كبيراً. كذلك يوجد في قلب المفاعل وبين وحدات الوقود، قضبان السيطرة المصنوعة عادة من الكادميوم [الكادميوم له مقطع عرضي عالي لامتصاص النيوترونات الحرارية] او الفولاذ الحاوي على مادة البورون. تستخدم هذه القضبان للسيطرة على سرعة التفاعل الانشطاري (مستوى القدرة)، اي لزيادة القدرة ترفع هذه القضبان الى الخارج اما للتقليل من مستوى القدرة تدفع القضبان الى الداخل. ولمعرفة درجات الحرارة والتحكم بها وكذلك كثافة الفيض النيوتروني توضع اجهزة قياس في اماكن محددة في قلب المفاعل.

يحاط قلب المفاعل بعاكس للنيوترونات يعكس النيوترونات الضالة ليعيدها الى قلب المفاعل وامثل هذه المواد العاكسة عادة هي المواد المهدئة ذاتها. لذلك وفي

المفاعلات يمتد الحيز الذي تشغله مادة المهديء الى خارج الحيز الذي تشغله قضبان الوقود. ان وجود العاكس يزيد من كثافة الفيض النيوتروني في قلب المفاعل.

ان الحرارة المتولدة بالانشطار في قلب المفاعل تؤخذ بعيداً بواسطة انابيب معينة الى اجهزة تبريد وبذلك تستخدم هذه الحرارة لتوليد البخار. حيث يستفاد منه في تدوير التوربينات وبالتالي توفر الكهرباء من خلال المولدات. مقدار الطاقة المتولدة في المفاعل يمكن ان نوضحها من المثال التالي :

مثال :

احسب مقدار الطاقة المتوفرة في ١ غم من U^{235} عندما ينشطر تماماً.

الحل

نحن نعلم ان الطاقة المتحررة في كل انشطار نسبة الى ذرة U^{235} هي 200 MeV والتي تساوي 3.2×10^{-11} واط ــ ثانية.

كل ١ غم من U^{235} يحوي على $\dfrac{6.02 \times 10^{23}}{235} = 2.16 \times 10^{21}$ ذرة

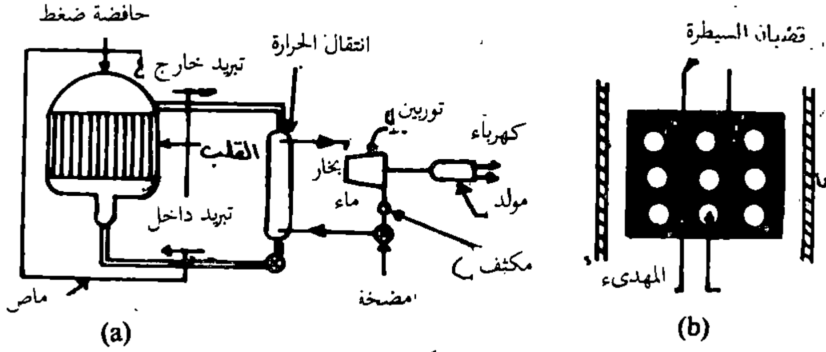
على هذا فان (١) غم من U^{235} سوف يعطي طاقة في الانشطار مقدارها : $3.2 \times 10^{-11} \times 2.16 \times 10^{21}$ واط ــ ثانية

$= 8.2 \times 10^{10}$ واط ــ ثانية

$= 1$ MWD ميكاواط ــ يوم

وللمقارنة، اذا تصورنا ان طناً واحداً من الفحم يعطي طاقة حرارية مقدارها 0.36 ميكاواط باليوم تقريباً، اذن ممكن القول ان : 1 طن من اليورانيوم $= 2.7 \times 10^{6}$ طن من الفحم.

وقبل البدء بتشغيل المفاعل توضع كافة قضبان السيطرة داخل قلب المفاعل بصورة قليلة وذلك لضمان امتصاص جميع النيوترونات لكي لا يحدث اي انشطار نووي. وعند البدء بالتشغيل، ترفع هذه القضبان تدريجياً بغية الحصول على فيض نيوتروني متوزع بانتظام داخل قلب المفاعل وبذلك تبدأ عملية الانشطار.



الشكل (7-5)

(a) نموذج مولد الطاقة النووية (b) ترتيب قطع الوقود في قلب المفاعل

ان عملية الانشطار داخل قلب المفاعل وعملية التحكم بنواتج الانشطار يمكن توضيحها بالرسم التخطيطي (7-6).

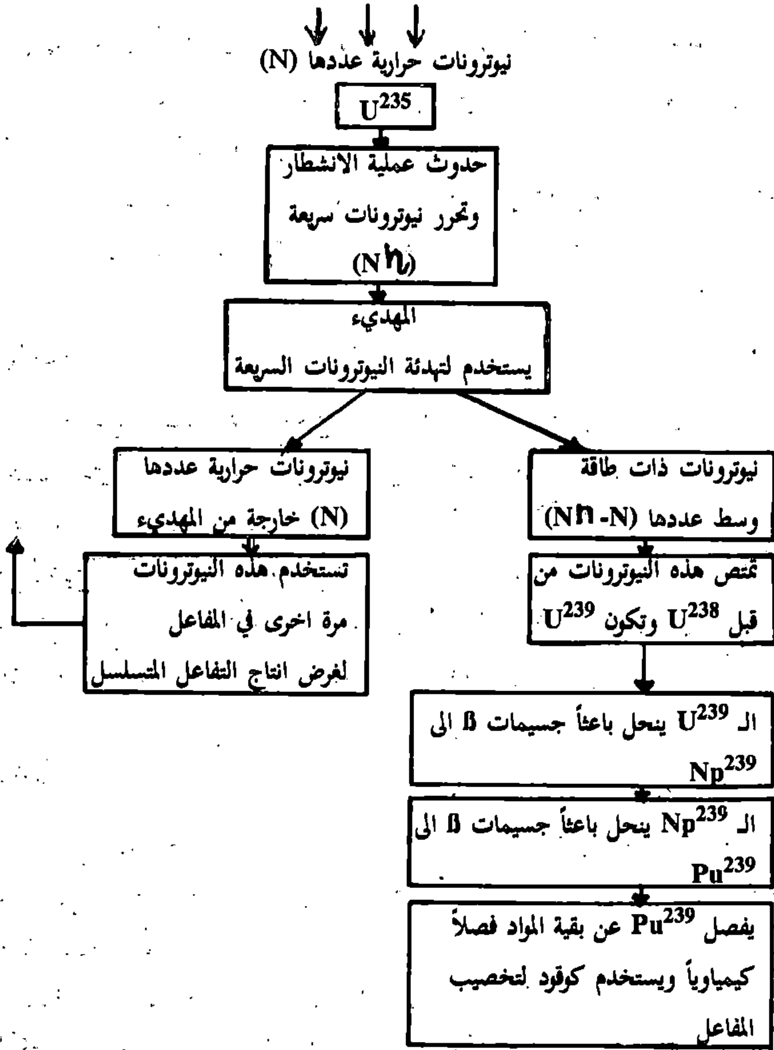
7.12 تسرب النيوترونات والحجم الحرج

يعتبر تسرب النيوترونات من قلب المفاعل احد المشاكل الرئيسية في المفاعلات. فاذ كان المفاعل (اجزاء الوقود المهدىء) صغيراً جداً. فان جزءاً كبيراً من النيوترونات المتولدة في الانشطارات الاولية تتسرب الى خارج المفاعل قبل ان تحدث تفاعلات او انشطارات اضافية. ان حجم المفاعل له علاقة مباشرة بعدد الانشطارات فكلما ازداد حجم المفاعل، فان عدد الانشطارات يزداد. لهذا فان معدل الانشطارات المتولدة تتناسب تقريباً مع حجم المفاعل وكذلك فان معدل التسرب يتناسب تقريباً مع المساحة السطحية للمفاعل. اذن بزيادة حجم المفاعل تقل نسبة تسرب النيوترونات للخارج.

ومن العوامل المسببة في تسرب النيوترونات من قلب المفاعل هي :

اولاً : اليورانيوم 238 :

المقطع العرضي للانشطار والمقطع العرضي لاسر النيوترون في اليورانيوم



الشكل (6-7) يوضح مخططاً للعمليات التي تحدث في قلب المفاعل. ملاحظة (η) تمثل عدد النيوترونات السريعة المنبعثة لكل نيوترون حراري يمتص من قبل نواة U^{235} .

(238) يكون صغيراً بالنسبة للنيوترونات الحرارية، وكبيراً عند الطاقات العالية للنيوترونات. فالمشكلة عند تشغيل المفاعل مع اليورانيوم الطبيعي هو تبطئة النيوترونات ذات الطاقة العالية والمنبعثة من انشطار اليورانيوم (235) الى طاقات حرارية والا تم امتصاصها من قبل U^{238} مباشرة. ولتقليل هذا الهدر في الامتصاص تم استخدام المهديء لتهدئة النيوترونات وجعلها ضمن حدود النيوترونات الحرارية.

ثانياً المهديء :

وكما عرفنا سابقاً فان عمل المهديء لتبطئة النيوترونات بدون امتصاصها. لذلك يجب اختيار المواد المهدئة الملائمة لمثل هذه العملية. فاختيار الهيدروجين مثلاً يسبب في اسر النيوترون حسب التفاعل $_1H^1\ (n, \gamma)\ _1H^2$ وكذلك معظم العناصر الخفيفة الاخرى حيث لها مقطع عرضي لاسر النيوترون. ان الماء الثقيل (D_2O) والبرليوم (beryllium) (Be) والكرافيت (graphate) (C^{12}) تعتبر من افضل المهدئات. ويعتبر الماء الثقيل افضل المهدئات جميعاً غير انه غالي الثمن جداً.

الكتلة الحرجة :

هي اقل كمية من المادة القابلة للانشطار والتي يمكن ان يستمر فيها التفاعل النووي المتسلسل. ففي هذه الكتلة يكون عدد النيوترونات الناتجة عن الانشطار مساوياً لعدد النيوترونات الداخلة في التفاعل، اي ان التوازن النيوتروني داخل المادة يكون باتجاه ابقاء معدل عدد النيوترونات ثابتاً. وليس هناك كمية ثابتة تمثل الكتلة الحرجة، لان نقاوة مواد الانشطار وكثافتها وشكلها يمكن ان تغير من الحجم الحرج او الكتلة الحرجة بدرجة كبيرة.

7.13 أستخدام المفاعلات :

تستخدم المفاعلات في توليد وانتاج مايلي :

١ـ القدرة.
٢ـ مصدر النيوترونات.
٣ـ النظائر المشعة والمواد القابلة للانشطار.

1 ــ القدرة :

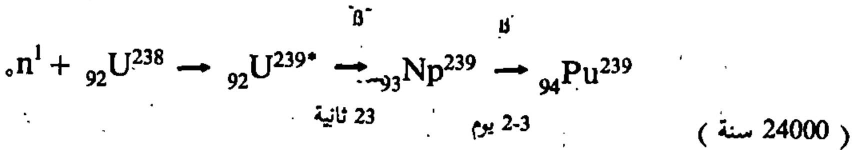
ان التسرب الحاصل في الطاقة الحركية لنواتج الانشسطار في المفاعل النووي هو مصدر الطاقة الحرارية، حيث يستفاد منها بعد تحويلها خلال قنوات خاصة لتوليد الطاقة الكهربائية.

2 ــ مصدر النيوترونات :

تكون نسبة الفيض النيوتروني داخل المفاعل عالية جداً وتصل الى 10^{19}) (neutrons/m^2 – Sec) تقريباً، مثل هذا الفيض يستخدم ضمن قنوات خاصة في تجارب في الفيزياء او لتشعيع المواد او لانتاج النظائر المشعة بتفاعلات ($n-\gamma$)

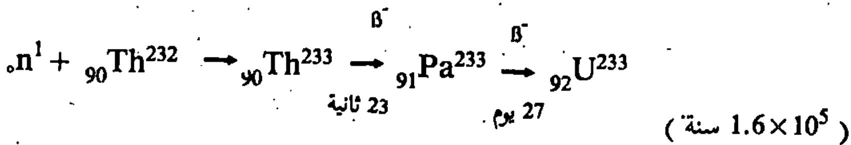
3 ــ انتاج المواد القابلة للانشطار

المواد المشعة مثل اليورانيوم 238 والثوريوم 232 والتي لاتدخل في عملية الانشطار على الاطلاق مع النيوترونات ذات الطاقة الواطئة، يمكن تحويلها في المفاعل الى نوى تنشطر بواسطة نيوترونات حرارية وحسب التفاعلان التاليان :



$$ {}_{0}n^{1} + {}_{92}U^{238} \rightarrow {}_{92}U^{239*} \xrightarrow[\text{23 ثانية}]{\beta^-} {}_{93}Np^{239} \xrightarrow[\text{2-3 يوم}]{\beta^-} {}_{94}Pu^{239} $$

(24000 سنة)



$$ {}_{0}n^{1} + {}_{90}Th^{232} \rightarrow {}_{90}Th^{233} \xrightarrow[\text{23 ثانية}]{\beta^-} {}_{91}Pa^{233} \xrightarrow[\text{27 يوم}]{\beta^-} {}_{92}U^{233} $$

(1.6×10^5 سنة)

وكلا النواتين U^{238} و Th^{232} لاتنشطر بواسطة النيوترونات الحرارية. لكن عند اسر النيوترون من قبلهما فان التفاعل يعطي مواد مثل Pu^{239} و U^{233} وكلاهما ينشطران بواسطة النيوترونات الحرارية.

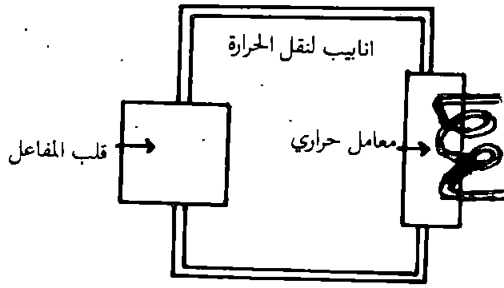
7.14 انتقال الحرارة وتوليد الطاقة :

ان مقدار الطاقة المتولدة في قلب المفاعل وكما لاحظنا في المثال السابق قد تصل الى بضع مئات من الكيلواط حرارة لكل لتر من حجم قلب المفاعل، حيث يطلق على هذه الطاقة بكثافة قدرة المفاعل. ان نقل الحرارة مهم جداً بالنسبة للوقود فقد ينصهر الوقود اذا استمرت الحرارة دون نقلها وتبريد الوقود. وتنقل الحرارة بواسطة انابيب الى مبادل حزاري خارج المفاعل، حيث يتم نقل الحرارة من قلب المفاعل بضخ مواد التبريد على شكل مائع وسائل معدني يمتص الحرارة من قلب المفاعل وينقلها الى المبادل الحراري. في بعض الاحيان يستخدم المائع مثل الهواء او ثاني اوكسيد الكاربون او الهليوم او سائل كالماء او منصهر كسائل الصوديوم او بعض الفلزات الاخرى. ان اختيار مادة التبريد مهم جداً اذ انها تحدد سرعة نقل الحرارة من الوقود وسهولة الاستخدام في عملية الضخ الشكل (7-7) يوضح دورة التبريد المغلقة حيث تمر مادة التبريد من قلب المفاعل الى المبادل الحراري ثم مرة اخرى الى قلب المفاعل وهكذا.

ان استغلال الحرارة المتولدة في المفاعل النووي تعتمد على نوع المفاعل والغرض من انشائه، فاذا كان الهدف توليد النيوترونات لغرض استخدامها في البحوث العلمية او اذا كان الهدف توليد عنصر البلوتونيوم 239 لغرض استعماله في صنع الإسلحة، عند ذلك تصبح مسألة توليد الحرارة نتيجة التفاعل مجرد مشكلة لابد التخلص منها. اما اذا كان الغرض من انشاء المفاعل هو لانتاج الطاقة الكهربائية فعندئذ يجب الاعداد لاستغلال هذه الحرارة لتسخين الماء في مراجل كبيرة وتوليد البخار الذي يستخدم في تدوير التوربينات ومن ثم توليد الكهرباء.

7.15 تجديد الوقود :

بين فترة واخرى يتم تجديد الوقود النووي داخل قلب المفاعل وذلك لما يتعرض له من عدة تغيرات اثناء عمليات الانشطارات النووية ومن اهم هذه التغيرات



الشكل (7-7) دورة التبريد المغلقة داخل المفاعل

اولاً : التناقص الحاصل بعدد نوى مادة الوقود U^{235} والتي تنشطر نتيجة امتصاصها النيوترونات الحرارية وكذلك بعدد نوى U^{238} والتي تتحول الى البلوتونيوم في نهاية سلسلة من الانحلالات بعد امتصاصها للنيوترون الحراري .

ثانياً : ازدياد تركيز النظائر المستقرة .

ثالثاً : التشوه الحاصل بالوقود نتيجة التصادمات التي يحدثها الفيض النيوتروني الهائل داخل قلب المفاعل. لذا فاذا استمر المفاعل بالتشغيل لفترة طويلة توجب اعادة النظر في تجديد الوقود وذلك بسبب قلة كفاءة المفاعل . ان طريقة تجديد الوقود مهمة صعبة جداً حيث يتم تبديل قضبان الوقود الواحد تلو الاخر .

7.16 انواع المفاعلات

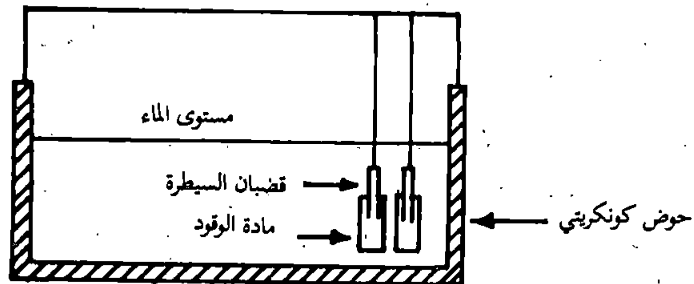
تدخل في صناعة المفاعلات عناصر متعددة كالمهدئات النيوترونية واجهزة السيطرة واجهزة التبريد وغيرها . وبتغير هذه المكونات او اي منها نحصل على انواع جديدة من المفاعلات . في بداية صناعة المفاعلات بلغ عدد التصاميم لانواع المفاعلات مئات عديدة ولكن مع الخبرة والتجربة والغرض من انشاء المفاعل امكن تحديد انواع معينة من المفاعلات ذات مواصفات متميزة يمكن الاستفادة منها عملياً في اغراض خاصة من اهمها مايلي :

i ـــ مفاعلات البحوث .
2 ـــ مفاعلات انتاج البلوتونيوم .
3 ـــ مفاعلات انتاج الطاقة وتشمل :

(أ) المفاعلات الحرارية .
(ب) المفاعلات السريعة .

7.16.1 مفاعلات البحوث :

ان الغاية الاساسية من عمل مثل هذه المفاعلات هو للدراسة والبحث العلمي ، حيث تنقل على سبيل المثال النيوترونات الحرارية المتولدة في قلب المفاعل من خلال قنوات خاصة الى خارج قلب المفاعل لدراسة الخواص الفيزياوية للمواد بطريقة الاسر النووي حسب تفاعل (n, γ) وكذلك تستخدم النيوترونات الحرارية بالقرب من قلب المفاعل في حقل الفيزياء الاشعاعية لتوليد النظائر المشعة المستخدمة في الطب والصناعة والجوانب الاخرى بطريقة التنشيط النيوتروني (Neutun Activation) . ان تصاميم مفاعلات البحث بسيطة وسهلة الاستخدام فهي بصورة عامة تتألف من حوض كونكريتي فيه ماء تتدلى فيه قوالب الوقود وكذلك قضبان السيطرة (control rods) . في هذه المفاعلات يكون قلب المفاعل مكشوفاً حيث بالامكان مشاهدة وصول المفاعل الى الحالة الحرجة ، حيث يظهر الماء بلون ازرق نتيجة انبعاث اشعاع شرنكوف منه . شكل (8-7) .



شكل (8-7) يوضح مخططاً لمفاعلات البحوث

7.16.2 مفاعلات انتاج البلوتونيوم

ان المفاعلات النووية كافة والتي تستخدم اليوارنيوم الطبيعي الحاوي على U^{235} و U^{238} كوقود تنتج عنصر البلوتونيوم. وعنصر البلوتونيوم كما ذكرنا سابقاً يتولد نتيجة امتصاص U^{238} للنيوترونات. هناك مواصفات خاصة للمفاعلات التي تنتج البلوتونيوم الذي يستخدم لاغراض عسكرية وانتاج الاسلحة النووية، في مثل هذه المفاعلات يجب استبدال الوقود النووي على فترات قصيرة لاتتجاوز السنتين. بعد هذه الفترة يلعب انحلال نوى اليورانيوم 239 دوراً مهماً حيث أزدياد تركيزها بصورة كبيرة وتتحول الى Pu^{239}. كذلك فان Pu^{239} لدى امتصاصه للنيوترونات يتحول بصورة تدريجية الى نظائره وهي 240 ,241 و 242 التي تتراكم مع Pu^{239} ويصعب فصلة عنها. لذا يجب استخلاص Pu^{239} لغرض استخدامه في صنع القنابل النووية.

7.16.3 مفاعلات انتاج الطاقة :

هذا النوع من المفاعلات يستخدم للاغراض السلمية ولانتاج الطاقة حيث تعتمد بصورة مباشرة على اسلوب انشطار المادة النووية فيها فهي تصنف حسب نوع الوقود المستخدم والمهديء واجهزة التبريد. تقسم هذه المفاعلات الى نوعين :

النوع الاول : المفاعلات الحرارية :وتسمى بالحرارية لان عملية الانشطار فيها تعتمد او تحدث بواسطة النيوترونات الحرارية (طاقتها 0.01-0.1eV).

وتصنف هذه المفاعلات حسب نوع المهديء ومادة التبريد والمائع المستخدم وكما يلي :

١ــ مفاعلات حرارية مهدأة بالكرافيت ومبردة بالغاز.
٢ــ مفاعلات حرارية مهدأة بالماء الثقيل ومبردة بالماء الاعتيادي.
٣ــ مفاعلات حرارية مهدأة ومبردة بالماء الثقيل.

النوع الثاني : المفاعلات السريعة :وتسمى بالمفاعلات السريعة لان عملية الانشطار تحدث بفعل النيوترونات ذات الطاقات العالية (طاقتها من عدة eV الى 50 keV). كما يسمى النوع المستخدم حالياً بالمفاعلات المولدة.

(breeder reactor) ، لانها تولد وقوداً انشطارياً بمقادير تفوق المقادير التي تستهلكها لانتاج الحرارة. وهي تعتبر نواة العنصر الثاني للطاقة النووية (عنصر مفاعلات توليد الطاقة). في مثل هذه المفاعلات هناك نوعين من مواد الوقود، الاولى لها القابلية على الانشطار مثل Pu^{239} والثاني هو اليورانيوم U^{238} وفي ذلك نستطيع تحويلها في المفاعل الى مواد نشطة اشعاعياً. في انشطار البلوتونيوم Pu^{239} يكون هناك وكمعدل ثلاثة نيوترونات، من هذه النيوترونات الثلاثة، نيوترون واحد يستمر في عملية حدوث الانشطار مع Pu^{239} اما المتبقية منها (2 نيوترون) فان واحداً منهم على الاقل يقتنص من قبل U^{238} لتوليد Pu^{239} وبهذا نحصل على وقود اضافي اي ان المفاعل قام بتوليد وقود جديد ولهذا سمي (المفاعل المولد او مفاعل التوليد). ان حجم قلب المفاعلات السريعة صغير اذا ما قورن بالمفاعلات الحرارية. والسبب في ذلك هو عدم استخدام مهديء ذلك لأن الانشطار يحدث بفعل النيوترونات السريعة فلا حاجة مطلقاً لتهدئتها. اما عملية تبريد هذه المفاعلات فيتم بضخ مادة التبريد خلال انابيب خاصة تقوم بنقل الحرارة الى المبادل الحراري.

الفصل الثامن

تفاعل الاشـعاع مع المادة

Interaction of radiation with matter

8.1 المقدمة

ان الطريقة الوحيدة التي يفقد بها الاشعاع طاقته عند مروره بمواد مختلفة مثل الغازات، السوائل والمواد الصلبة هي التفاعل الحاصل بين الاشعاع وذرات هذه المواد. ان صيغة هذه التفاعلات التي يحصل بها فقدان بالطاقة تعتمد بصورة مباشرة واساسية على نوع الاشعاع. في هذا الفصل سوف نتكلم بالتفصيل عن تفاعلات للاشعاع مع المادة بحيث من الممكن تقسيم هذه التفاعلات كما يلي:

(a) تفاعلات الجسيمات الثقيلة المشحونة مع المادة.
(b) تفاعل الالكترونات مع المادة.
(c) تفاعل اشعة كاما مع المادة.
(d) تفاعل النيوترون مع المادة.

8.2 تفاعل الجسيمات الثقيلة المشحونة مع المادة
Interaction of heavy charged particles with matter

ان طبيعة التفاعل بين الجسيمات الثقيلة المشحونة والمادة يتمثل بالتصادم الحاصل بين هذه الجسيمات والالكترونات الموجودة في ذرات المادة. فبعد كل تصادم يفقد الجسيم قسماً قليلاً من الطاقة، وتترك الذرة اما في حالة متهيجة أو ان احد الكتروناتها يخرج وبذلك تتأين المادة خلال مسار هذه الجسيمات. ان معدل الطاقة اللازمة لحدوث التأين أو التهيج عند مرور اي جسيم مشحون خلال مادة معينة يطلق عليه بصورة عامة بمعدل طاقة التأين (Average ionization energy) I(Z)، حيث ان معدل طاقة التأين يمكن حسابها نظرياً وقياسها عملياً. جدول (8-1) يعرض بعض قيم طاقة التأين ولمختلف المواد.

جدول (8-1) قيم معدل طاقة التأين لمواد متعددة

المادة	Z	الطريقة	I
هايدروجين	1	نظرياً	14.9
هليوم	2	نظرياً	35
كاربون	6	نظرياً	60
المنيوم	13	عملياً	150
حديد	26	نظرياً	243
ذهب	79	عملياً	520
رصاص	82	عملياً	1000
الهواء		عملياً	80.5

ان الكمية المهمة التي يجب ان نتطرق لها أولاً وذلك عند دراستنا لهذا الموضوع هي طاقة التوقف (stopping power) S(E)، والتي تُعرف بمقدار الطاقة الضائعة في وحدة الطول لجسيم مشحون ساقط على مادة معينة حيث يمكن توضيحها بالمعادلة التالية:

$$S(E) = dE/dx = n_{ion}\, I(Z) \qquad \text{..............(8-1)}$$

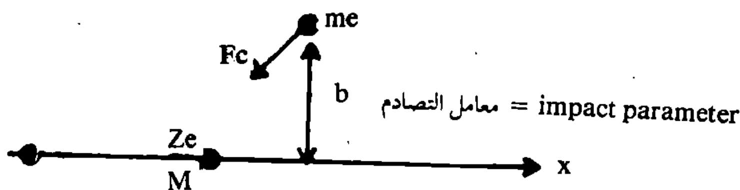
إن أول من وضع النظرية الخاصة في حساب الطاقة الضائعة في التصادمات بين الجسيمات المشحونة الثقيلة والالكترونات هو بيث (Bethe) عام 1930/32 وبور Bohr عام 1948 وكما يلي :

إفرض الكترون كتلته m_e يبعد مسافة b عن مسار جسيمة مشحونة، شحنتها Ze وكتلتها M وسرعتها V وكما في الشكل (8-1)، كذلك لنفرض ان في لحظة معينة، يكون فيها الالكترون طليق وفي وضع سكون، اذن فأن الجسيمة المشحونة سوف تمنح الالكترون زخم مقداره p .

$$p = \int_{-\infty}^{\infty} F_c\, dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Ze^2}{(x^2 + b^2)}\, dt \qquad \text{..................(8-2)}$$

حيث F_c قوة كولوم بين الالكترون (e) والايون الموجب والذي هو في موقع يعرف بالاحداثي x . فاذا كانت قيمة b ثابتة خلال التصادم، فأن مركبة القوة F_c الموازنة للاتجاه حركة الجسيم $(F_{/\!/})$ تحذف بالتكامل حيث $F_{/\!/}dt = o$. لذا فأن المركبة العمودية على اتجاه حركة الجسيم $(F_c\perp)$ فقط تؤخذ بنظر الاعتبار عن اجراء التكامل حيث :

$$(F_c)_\perp = F_c \frac{b}{(x^2 + b^2)^{1/2}} \qquad \text{................(8-3)}$$



الشكل (8-1) التفاعل الحاصل بين جسيمة مشحونة ثقيلة والكترون

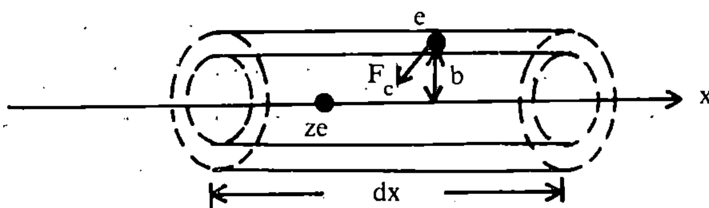
فاذا اعتبرنا السرعة ثابتة فبالامكان وضع dt مساوية الى dx/v . وبالتالي تصبح معادلة (8-2) كما يلي :

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{\infty} (F_c)_{\perp} \frac{dx}{V} = \frac{Ze^2 b}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{(x^2+b^2)^{3/2}} = \frac{2Ze^2}{Vb} \quad .....(8\text{-}4)$$

كذلك الطاقة الممنوحة للالكترون من قبل الايون عند المسافة b يمكن توضيحها كما يلي :

$$\Delta E_b = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \frac{2Z^2e^4}{m_e v^2 b^2} \quad .....(8\text{-}5)$$

فاذا كان عدد الذرات في وحدة الحجوم هو n ، وكانت كل ذرة تحتوي على Z من الالكترونات فان المسار الذي طوله dx يحتوي على (nZ. 2 b db. dx) من الالكترونات المحصورة بين b و b + db من مسار الجسيم الثقيل شكل (8-2) .



شكل (8-2) التفاعل بين الالكترون وجسيم ثقيل .

استنادا الى ذلك فان معدل الطاقة الضائعة لكل وحدة طول من مسار الجسيم الثقيل $(-dE/dx)$ يمكن حسابها بعد اجراء التكامل من قيم b الصغرى (b_{min}) الى قيم b العظمى (b_{max}) عندئذ تصبح المعادلة :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} nZ \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{db}{b} \quad .....(8\text{-}6)$$

$$\frac{4\pi Z^2e^4}{m_e\, v^2} \quad nZ \ln \quad \frac{b_{max.}}{b_{min.}} \qquad ...(8\text{-}7)$$

ولحساب قيم b الصغرى، نأخذ المعادلة p، ثم نعتبر ان اكبر زخم يتحول الى الالكترون في تصادم كلاسيكي هو $2m_eV$ اذن

$$b_{min} = \frac{Ze^2}{m_e v} \qquad ......(8\text{-}8)$$

اما قيم b العظمى فانها حسبت من طاقات ربط الالكترونات في الذرة. فالالكترون المربوط بالنواة يحتاج الى طاقة كافية لرفعه الى مدار غير مملوء وبذلك تصبح الذرة في حالة اثارة. ان الشرط الاساس في انتقال الطاقة الى الالكترون هو عندما تكون الطاقة الممنوحة للالكترون من قبل الايون اكبر من طاقة الاثارة او مساوية لها:

$$\Delta E_b \geqslant I(z)$$

او

$$\frac{2Z^2e^4}{m_e v^2 b^2} \geqslant I(z)$$

حيث

$$b \leqslant b_{max} = \frac{Ze^2}{V} \left(\frac{2}{m_e I(z)} \right)^{1/2} .....(8\text{-}9)$$

وبتعويض هذين الحدين في المعادلة (8-6) نحصل على المعادلة التقريبية:

$$-\frac{dE}{dx} \simeq \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e\, v^2} \; nZ \ln \left(\frac{2m_e\, v^2}{I(Z)} \right)^{1/2} ....(8\text{-}10)$$

المقدار اعلاه يختلف فقط بالاس (1/2) للمقدار اللوغارتمي عن المقدار المحسوب بطريقة الميكانيك الكمي. لذا فقد تم الضرب بمعامل مقداره (2) للمقدار داخل

اللوغارتم لتصبح النتيجة مطابقة لنتائج الحسابات الدقيقة والتي اعتمدت الميكانيك الكمي.

لهذا تصبح قيمة الطاقة الضائعة أو طاقة التوقف للجسيمات الثقيلة وفي غياب كل الاعتبارات النسبية والتصحيحات الاخرى كالآتي :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} nZ \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I(Z)} \right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (8\text{-}11)$$

اما بعد الاخذ بنظر الاعتبار التأثير النسبي والتصحيحات الاخرى تصبح المعادلة (8-11) كالآتي :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 nZ}{m_e v^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I(Z)} \right) - \ln (1-\beta^2) - \beta^2\right] \quad \ldots\ldots (8\text{-}12)$$

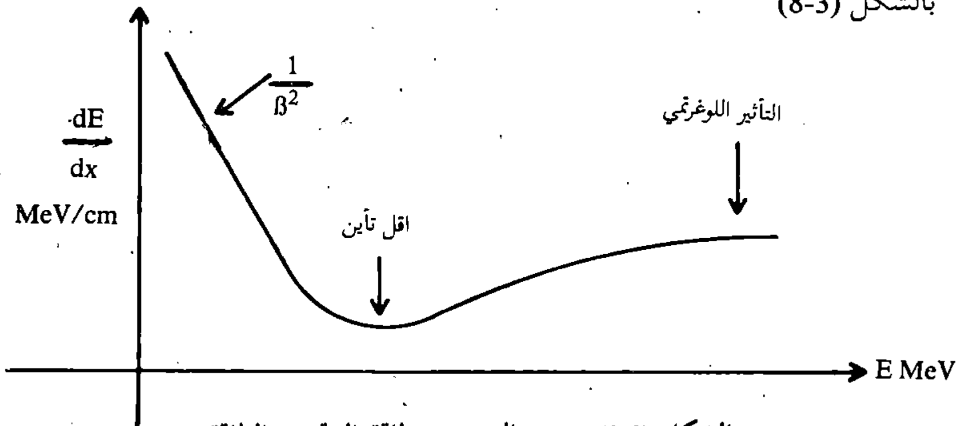
حيث $\beta = V/c$ ، ومعدل طاقة التآين مساوية تقريباً الى

$$I(Z) = 11.3\, Z\, eV$$

أو افضل تقريب

$$I(Z) = 9.1\, Z\,(1 + 1.9Z^{-2/3})eV$$

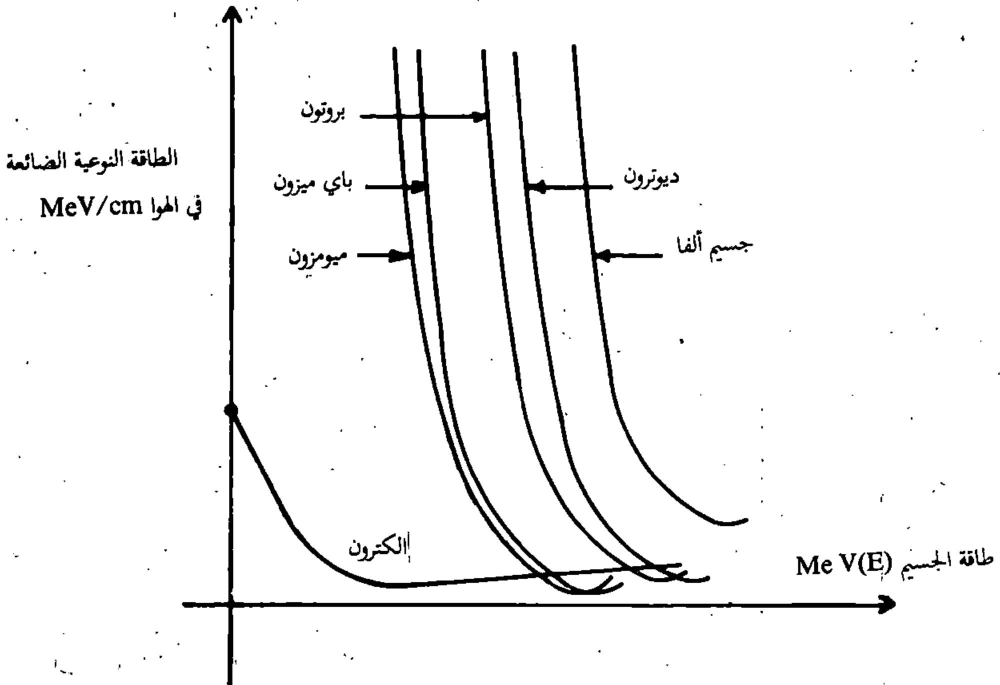
من معادلة (8-12) نلاحظ ان طاقة التوقف بالنسبة للجسيمات الثقيلة لاتعتمد على كتلة الجسيم الساقط وكذلك فأنها تتغير مع الطاقة E وكما هو موضح بالشكل (8-3)



الشكل (8-3) يوضح التغير بين طاقة التوقف والطاقة

نلاحظ من الشكل اعلاه بأن معدل الطاقة الضائعة أو طاقة التوقف تهبط كلما زادت طاقة الجسيم الساقط (اي سرعته) بحيث ان مقدار الهبوط يتناسب مع $1/\beta^2$. اما عندما تزداد قيمة الطاقة E بحيث تصل سرعة الجسيم $\beta \simeq 1$، فأننا نلاحظ ان الهبوط يتوقف عند هذا الحد وبذلك تصل طاقة التأين الى اقل قيمة لها. اما في الطاقات العالية فيبدأ تأثير الحد اللوغارتمي (معادلة 8-12) واضحاً مما يؤدي الى زيادة بطيئة في التأين.

ان طاقة التوقف او كما يطلق عليها ايضاً بالتأين النوعي (specific loization) والذي يعرف بعدد ازواج الالكترونات أو الايونات الموجبة المتولدة في المليمتر الواحد وعلى طول مسار الجسيمة] تتناسب مع شحنة الجسيم الساقط ($-dE/dx \propto Ze^2$) . الشكل (8-4) يوضح العلاقة بين طاقة التوقف والطاقة لعدد من الجسيمات المشحونة والمقذوفة في الهواء.

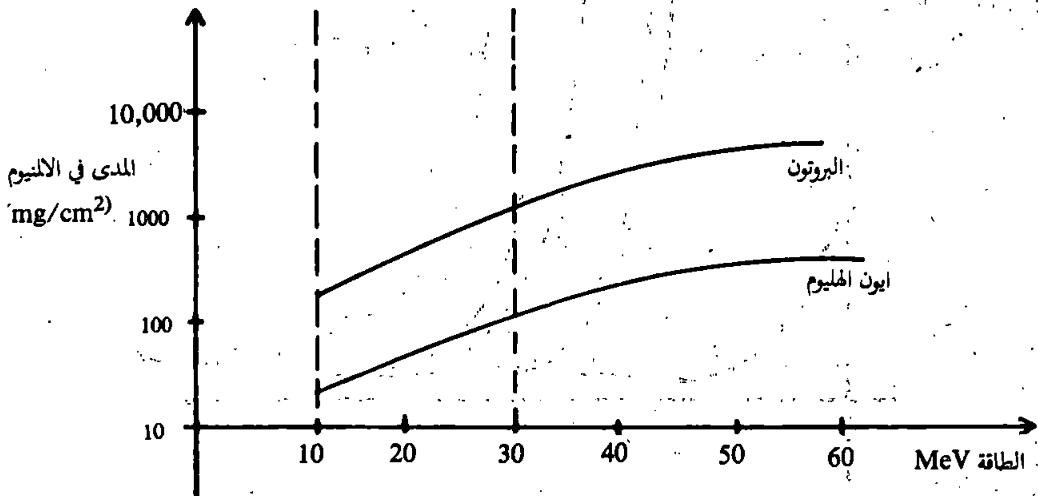


الشكل (8-4) يوضح العلاقة بين dE/dx بوحدات MeV/cm و E في الهواء والجسيمات مشحونة مختلفة

اما الكمية الاخرى التي سوف نتطرق لها في هذا الموضوع فهي المدى R، او معدل المدى ($\bar{R}$)، حيث يعرف المدى بالمسافة التي يقطعها الجسم خلال ابتداء من المصدر وحتى تصبح طاقته الحركية صفراً. فاذا علمت قيم طاقة التوقف لاية مادة فبالامكان حساب قيمة المدى R لجسيم له طاقة E وكما يلي:

$$R = \int_0^R dx = \int_0^E \left(- \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE = \int_0^E \frac{dE}{S(E)} \quad \text{..........(8-13)}$$

ان العلاقة بين المدى R والطاقة E للبروتون (Z=1) وايون الهليوم (Z=2) في مادة الالمنيوم مثلاً يمكن توضيحهما بالشكل (8-5). حيث نلاحظ من هذا الشكل وفي طاقة معينة مثلاً 30 MeV بأن مدى جسيم البروتون في الالمنيوم 1000 mg/em تقريباً ولايون الهليوم 100 MeV. ان هذا يفسر مرة اخرى بأن مقدار الطاقة الضائعة تتناسب مع Ze^2، حيث ان الجسيم الاثقل يفقد طاقة اكثر خلال مساره ولهذا فأن مداه يكون اقصر.



الشكل (8-5) العلاقة بين المدى والطاقة لكل من البروتون وايون الهليوم

هناك تعريفاً اخر لطاقة التوقف لايعتمد على سرعة الجسيم المشحون وانما على النسبة بين المدى الذي يفقده الجسيم في الهواء والمادة، حيث يطلق على هذه النسبة بطاقة التوقف النسبية (Relative stopping power) :

$$\text{اذن طاقة التوقف النسبية} = \frac{\text{المدى في الهواء}}{\text{المدى في المادة}}$$

كذلك وفي معظم التجارب العملية يتحتم علينا معرفة السمك اللازم لان عادة نستطيع بواسطته ايقاف اي جسيم. مثل هذه الكمية يطلق عليها بالسمك المكافيء (equivelent thickness) $X_{equiv.}$ وتنمثل بالمعادلة التالية :

$$X_{equiv.}\,(g/cm^2) = R.\rho.1000 \qquad \text{.................(8-15)}$$

السمك R المدى و ρ الكثافة

(8-3) تفاعل الالكترون مع المادة
Interaction of election with matter

تفاعلات الالكترونات مع المادة هي اكثر تعقيداً من تفاعلات الجسيمات الثقيلة المشحونة مع المادة. ففي حالة تعاملنا مع الالكترون يجب ان نأخذ بالحساب كافة التأثيرات النسبية. هناك عمليتان اساسيتان يفقد بها الالكترون طاقته وذلك عند مروره في ماص معين.

العملية الاولى :

هي فقدان الطاقة بواسطة التصادم غير المرن مع الكترونات الذرة حيث نلاحظ في الشكل (8-6) أن الالكترون المقذوف يمتلك جزء من الطاقة الكلية. ولمعرفة مقدار الطاقة الضائعة في التصادم غير المرن بين الالكترونات الساقطة والكترونات الذرات تستخدم المعادلة التي وضعها Mott عام 1949/1930 و La

عام 1958 وذلك للطاقات الواطئة. أما في الطاقات العالية فيجب اضافة كافة التصحيحات النسبية لمعادلة Mott وبذلك يمكن كتابة طاقة التوقف بدلالة العامل النسبي $\gamma = (1 - \beta^2)^{1/2}$ حيث $\beta = v/c$ وكالآتي :

$$-dE/dx = [4\pi e^2/m_e v^2.]nZ[\ln(2m_e c^2)/I(Z) + \ln(\gamma -1) + 1/2\ln \cdot (\gamma + 1) - (3 + (2/\gamma) - (1/\gamma^2). \ln (2^{1/2}) + \frac{1}{16} - \frac{1}{8} + \frac{9}{16\gamma^2}]].....(8-15)$$

ان الحد الادنى للطاقة الضائعة يعني β صغيرة جداً وبذلك تكون ($\gamma \simeq 1$) :

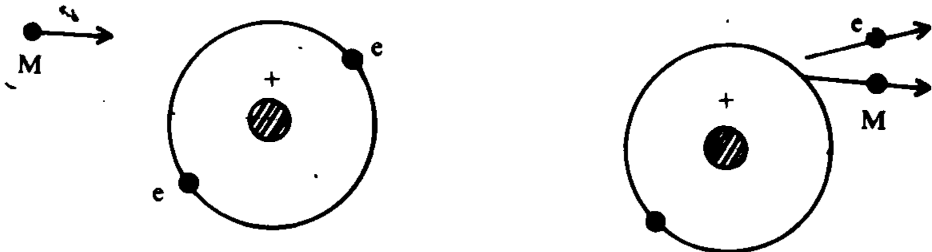
اذن

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^e}{m_e v^2} nZ[\ln(\frac{2m_e v^2}{I(Z)}) - 5/2\ln 2 + 1/2[...(8-16)$$

وهذا يعني

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^2}{m_e v^2} nZ[\ln(\frac{2m_e v^2}{I(Z)}) - 1.2329]ergcm^{-1}..(8-17)$$

المعادلة اعلاه تختلف عن معادلة Bethe والتي اشتقت للجسيمات الثقيلة وبذلك فقط بالجزء العددي (1.2329 −) .



الشكل (8-6) يوضح عملية التصادم بين اللجسيم المشحون والكترونات الذرة (تصادم غير مرن)

العملية الثانية :

فقدان بواسطة الاشعاع (اشعة التوقف): ان الالكترونات ذات الطاقة العالية قد تصل الى مسافة تقترب من المدار الذري K وذلك نتيجة تأثير قوة التجاذب الكولومية (F) بين الالكترونات وبين النواة ، شكل (8-7) يوضح ذلك . فعند اقترابه الى مثل هذه المسافة والتي يطلق عليها بمعامل التصادم (impact parameter) ينحرف ويصاحب هذا الانحراف انبعاث فوتونات طاقتها الكلية جزء من طاقة الالكترون الساقط . ولتفسير ذلك ، نقول ان النواة تحاول ايقاف الالكترون بواسطة القوة الكولومية (قوة تجاذب) ، لكن الالكترون يحصل له فجأة تعجيل نتيجة المجال الكهرومغناطيسي للنواة ، شكل (8-8) حيث يصاحب هذا التعجيل انبعاث اشعاع يطلق عليه باشعة التوقف (Bremsstrahlung) . ولحساب مقدار الطاقة الضائعة في وحدة الزمن نتيجة انبعاث اشعة التوقف ، يكون :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3} \quad /\ddot{X}/^2 \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8\text{-}16)$$

حيث $\ddot{X}$ هو التعجيل على المحور x . وباجراء التكامل من $x = \infty$ الى $x = a_o$ وكما في الشكل (8-7) نحصل على :

$$E_B = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3} \int_{\infty}^{a_o} /\ddot{x}/^2 dt \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8\text{-}19)$$

كما اسلفنا سابقاً ، اذا فرضنا F هي قوة التجاذب الكولومية بين الالكترون والنواة ، اذن :

$$F = -m_e \ddot{x} = \frac{Ze^2}{x^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8\text{-}20)$$

الاشارة السالبة تمثل بان تعجيل الالكترون بالاتجاه السالب لـ x .

الآن من الممكن كتابة العلاقة بين الطاقة الحركية للالكترون والطاقة الكامنة على المحور x كما يلي

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{Ze^2}{x} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8\text{-}21)$$

كلنا يعلم بان $dt = dx/v$ ، اذن وباستخدام معادلة (8-19) ، تكون قيمة dt :

$$dt = \frac{dx}{v} = \left(\frac{m_e x}{2Ze^2}\right)^{1/2} dx \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8\text{-}22)$$

أو

$$E_B = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \int_{\infty}^{a_o} -\left(\frac{Ze^2}{m_e x^2}\right)^2 \left(\frac{m_e x}{2Ze^2}\right)^{1/2} dx \ldots\ldots (8\text{-}23)$$

$$= \frac{2\sqrt{2}}{15} \frac{Z^{3/2} e^5}{m_e^{3/2} c^3 a_o^{5/2}} \text{ erg} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8\text{-}24)$$

من الممكن تعويض قيمة a_o (كنصف قطر نواة) بـ :

$$a_o = \frac{\hbar^2}{Zm_e C^2}$$

اذن قيمة طاقة التوقف أو الطاقة الضائعة في أشعة التوقف E_B ، أذا أعتبرنا أن المدار k هو مدار دائري تكون

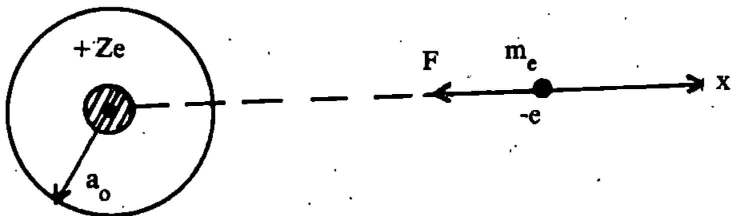
$$E_B = \frac{2\sqrt{2}}{15} \frac{m_e Z^4 e^{10}}{\hbar^5 c^3}$$

$$= 0.189 \frac{m_e Z^4 e^{10}}{\hbar^5 c^3} \text{ erg} \quad \text{..........................(8-25)}$$

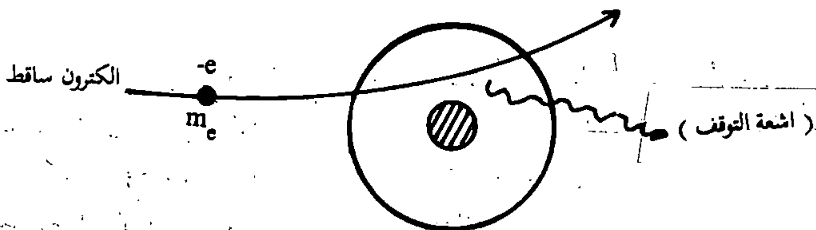
اما اذا اعتبرنا ان مدار الالكترون هو مسار قطع زائد (hyperbolic) فأنه لايوجد خلاف كبير بين القيمة بالمعادلة (8-23) والمعادلة التالية :

$$E_B = \frac{4\pi}{4\sqrt{2}} \cdot \frac{m_e Z^4 e^{10}}{\hbar^5 c^3}$$

$$= 0.556 \frac{m_e Z^4 e^{10}}{\hbar^5 C^3} \text{ erg} \quad \text{..........................(8-26)}$$



الشكل (8-7)

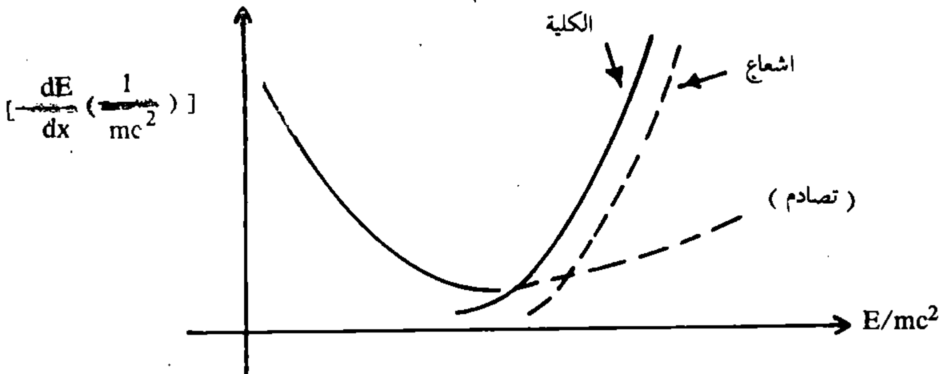


الشكل (8-8)

أذن من الممكن كتابة الطاقة الكلية المفقودة بواسطة الكترون سريع كما يلي :

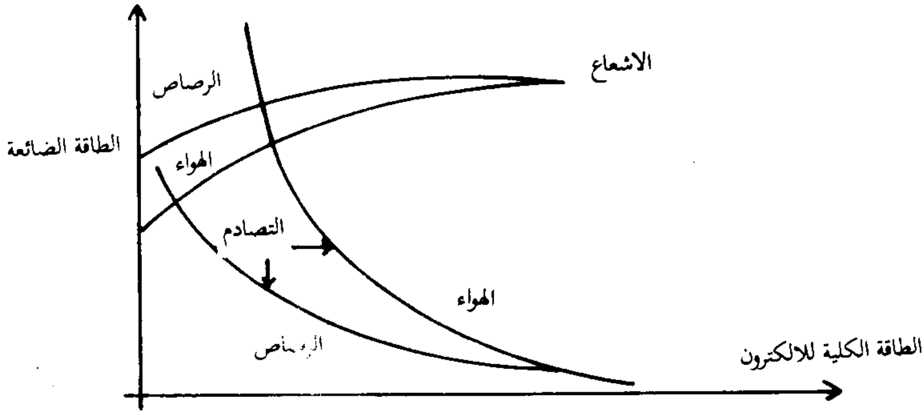
$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{الكلية}} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{التصادم}} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{اشعة التوقف}} \quad \text{.........(8-27)}$$

الشكل (9 – 8) يوضح المعدل الذي يفقد فيه الالكترون طاقته عندما يمر خلال الرصاص. ففي الطاقات العالية يكون الفقد بالطاقة نتيجة الاشعاع اكثر اهمية من الفقد بواسطة التصادم .



الشكل (9 – 8) معدلات الطاقة الضائعة بواسطة الالكترونات مع طاقة الالكترونات في الرصاص. لاحظ بأن الطاقة معبر عنها هنا بوحدات mc^2

فاذا اردنا ان نقارن بين الجسيمات المشحونة الثقيلة والالكترونات من حيث المدى الذي يقطعه كل منهم في الهواء في اي مادة، نعتبر بان طاقة الالكترونات وجسيم الفا مثلاً متساوية وبذلك نلاحظ ان الالكترون ينتقل بمدى ابعد سواء في الهواء او في اي مادة. شكل (10 – 8) .



الشكل (10 – 8) يوضح جزء الطاقة الضائعة بواسطة التصادم وجزء الطاقة الضائعة بواسطة الاشعاع للالكترون في الهواء والرصاص.

8.9 تفاعل اشعة كاما مع المادة :

Interaction of γ – rays with matter

العمليات التي تفقد اشعة كاما طاقتها بها عند تفاعلها مع المادة تختلف عن تلك في حالة الجسيمات المشحونة الثقيلة والالكترونات. فالنقص الحاصل بشدة أشعة كاما عندما تسقط على مادة تتناسب مباشرة مع الشدة الساقطة (I) وسمك المادة (Δx).

اذن

$$\Delta I \propto -I \Delta x$$

أو

$$\Delta I = -\mu I \Delta x \quad \text{.......................(8-28)}$$

حيث μ ثابت التناسب يطلق عليه بمعامل الأمتصاص الخطي. الاشارة السالبة **توضح** لنا النقصان الحاصل بالشدة I كلما زاد السمك x. فعندما تكون قيمة x **بالسنتمتر μ تعطى** بوحدات Cm^{-1}، أما اذا كانت قيمة x بـ g/cm^2، فأن **μ تعطي** بوحدات $g^{-1}cm^{-1}$. وبتكامل العادلة (28 – 3) مع وضع الشرط التالي :

$I = I_\circ$ عندما $x = o$. نحصل على :

$$I = I_\circ e^{-ux} \qquad \text{..............(8-29)}$$

حيث I شدة الاشعة بعد ان مرت خلال سمك x من المادة . المعادلة (29 – 8) تشير الى ان النقص في الشدة يتناسب اسياً مع سمك المادة . ان اشعة كاما (الفوتونات) تتفاعل مع المادة بعدة طرق ، لكن هناك ثلاث عمليات اساسية تؤثر بصورة واضحة على شدة حزمة اشعة كاما الساقطة . هذه العمليات (التي يكون تأثيرها حسب طاقة اشعة كاما) من الممكن تصنيفها كالآتي :

8.4.1 تأثير الظاهرة الكهروضوئية : photoelectric effect

ان تأثير الظاهرة الكهروضوئية يكون واضحاً للفوتونات ذات الطاقة المتراوحة بين 0.1 MeV و 0.5 MeV . في هذه العملية يمتص الفوتون الساقط من قبل احد الالكترونات المربوطة بنواة في الذرة ويعطي طاقته ، وبذلك ينطلق الالكترون من الذرة بطاقة حركية Te كما في المعادلة التالية

$$Te = h\nu - I_B \qquad (8-30)$$

حيث $h\nu$ تمثل طاقة الفوتون الساقط و I_B طاقة الربط للالكترون المداري . هذا على فرض ان طاقة ارتداد الذرة صغيرة ويمكن اهمالها $T_a = me/Ma\ T_e$ لأن كتلة الذرة اكبر بكثير من كتلة الالكترون $M_a \gg m_e$. الشكل (11 – 8) يوضح هذه العملية ، حيث يترك انطلاق الالكترون من المدار فراغاً يملأ بواسطة احلال الكترون من المدارات الخارجية يصحبها انبعاث متواصل للاشعة السينية .

8.4.2 استطارة كومبتن Compten scattering

ان ظاهرة استطارة كومبتن تكون واضحة للفوتونات التي تملك طاقة تتراوح بين (10 – 0.1) MeV . في هذه العملية تتفاعل اشعة كاما الساقطة (الفوتونات) مع احد الالكترونات الخارجية بالذرة الذي يعتبر مجازاً حراً وتنقل قسم من طاقتها للالكترون الحر . ان الطاقة الضائعة للفوتون المستطار في عملية كومبتن تحسب من التغير الحاصل بالطول الموجي للفوتون قبل وبعد التصادم . اذن

$$\lambda - \lambda_\circ = h/m_\circ c(1 - \cos\phi) \qquad \text{................(8-31)}$$

حيث $\lambda_\circ$ الطول الموجي للفوتون قبل التصادم. λ الطول الموجي للفوتون بعد التصادم، ϕ الزاوية بين اتجاه الفوتون قبل وبعد التصادم. وبما أن $\lambda = c/\nu$ ، أذن من الممكن كتابة معادلة (31 – 8) كما يلي :

$$\frac{c}{\nu} = \frac{c}{\nu_\circ} + \frac{h}{m_\circ c} \quad (1 - \cos\phi) \qquad (8-32)$$

أو

$$\frac{1}{\nu} = \frac{1}{\nu_\circ} + \frac{h}{m_o c^2} \quad (1 - \cos\phi) \;\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8-33)$$

وبقلب طرفي المعادلة أعلاه

$$\nu = \frac{1}{\dfrac{1}{\nu_\circ} + \dfrac{h}{m_o c^2} \quad (1 - \cos\phi)} \;\ldots\ldots\ldots\ldots (8-34)$$

فآذا ضرب بسط ومقام الطرف الأيمن للمعادلة (34 – 8) بـ $\nu_\circ$ وكذلك فآذا ضرب طرفا المعادلة بـ h نحصل على :

$$h\nu = \frac{h\nu_\circ}{1 + \dfrac{h\nu_\circ}{m_\circ c^2} \quad (1 - \cos\phi)} \;\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8\text{-}35)$$

المعادلة (35-8) توضح العلاقة بين طاقة الفوتون المستطار $h\nu$ وزاوية الاستطارة وكذلك طاقة الفوتون الساقط $h\nu_\circ$.

كذلك من الممكن حساب الطاقة الحركية اللالكترون المقذوف وذلك من فرق طاقة الفوتون الساقط والمستطار :

$$T_e = h\nu_{\circ} - h\nu = \frac{(1-\cos\phi)\ \dfrac{h\nu_{\circ}}{m_{\circ}c^2}}{1 + \dfrac{h\nu_{\circ}}{m_{\circ}c^2}\ (1-\cos\phi)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(8\text{-}36)$$

اما الطاقة الحركية العظمى للالكترون فمن الممكن حسابها عندما تكون $\phi = 180°$ أو $(\cos\phi = -1)$ وهذا يعني ان الفوتون يرجع مباشرة الى الخلف بعد تصادمه :

$$T_{max} = \frac{h\nu_{\circ}}{1 + \dfrac{m_{\circ}c^2}{2h\nu_{\circ}}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots(8\text{-}37)$$

شكل (8-12) يوضح هذه العملية

8.4.3 انتاج الزوج Pair production

العملية الثالثة التي تمتص بها طاقة اشعة كاما من قبل المادة هي انتاج زوج الالكترون — بوزترون . هذه العملية لايوجد لها اي تفسير بالفيزياء الكلاسيكية . لكن اكتشاف البوزترون من قبل اندرسون Anderson (1934) عندما كان يجري بعض التجارب في الاشعة الكونية مستخدماغرفة السحاب ، وانتاج الزوج كانا من الانجازات المهمة في الفيزياء الحديثة . ان معادلة شرودنكر والتي تعد المعادلة الاساسية بالميكانيك الكمي وكذلك نظرية بور للذرة لم يستطيعا تفسير هذه الظاهرة لوجود صعوبات معينة . اما ديراك Dirac (1930) فقد قدم حلا لهذه المسألة ، حيث اشتق معادلة اطلق عليها فيما بعد بمعادلة الكترون ديراك والتي تعتبر

في يومنا هذا احدى الانجازات الكبيرة في الفيزياء الحديثة. لحل هذه المعادلة، فرض ديراك وجود الكترون في مستويين للطاقة ــ الاول ذو طاقة موجبة (بالاضافة الى كتلة السكون $m_\circ C^2$) والثاني ذو طاقة سالبة. لذلك تحددت قيم طاقة الالكترون الحر، فاما ان تكون اكبر او مساوية الى $E \geqslant +m_\circ C^2$ او اصغر او مساوية الى $E \leqslant -m_\circ C^2$، ولا توجد اي طاقة للالكترون بين هذين الحدين لذا اطلق على هذه المنطقة بالمجال غير المسموح (forbiden region)، شكل (8-13).

في حالة منح اي الكترون موجود في مستويات الطاقة السالبة طاقة مساوية او اكبر من $2m_\circ c^2$ والتي هي (1.02 MeV) فأن الالكترون سوف يرتفع من مستوى الطاقة السالب الى مستوى الطاقة الموجب. أن اختفاء الالكترون من مستوى الطاقة السالب يترك خلفه حفره فارغة (empty hole). وهذا يعني ظهور البوزترون. اما ظهور الالكترون في مستوى الطاقة الموجبه فسيغني ظهور الالكترون الاعتيادي وبذلك يكون زوج من الجسيمات قد خلق. فالالكترون يطلق عليه بالجسيمة (Particle)، اما البوزترون (له نفس خواص الالكترون ماعدا شحنته موجبة) فيطلق عليه بالجسيمة المضادة (antiparticle) وسوف نتكلم عن الجسيمة والجسيمة المضادة في الفصل العاشر. عملية انتاج الزوج تحدث عادة في المجال الكهربائي لنواة الذره، ففي هذا المجال يحدث انتقال الطاقة الى الالكترون والبوزترون وبذلك تحفظ الطاقة كما يلي :

$$h = m_{\circ e^-} C^2 + m_{\circ e^+} c^2 + K_{e-} + K_{e+} + K_n \quad \text{.................(8-38)}$$

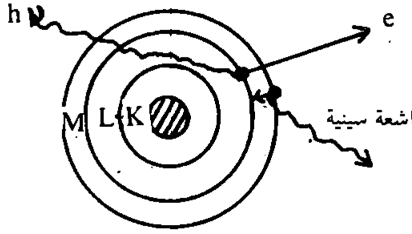
حيث h طاقة الفوتون الساقط $m_{\circ e^-} c^2$ و $m_{\circ e^+} c^2$ عبارة عن كتل السكون للالكترون والبوزترون على التوالي، كذلك K_e , $K_e +$ الطاقة الحركية للالكترون والبوزترون على التوالي و K_n الطاقة الحركية للنواة المرتده. بما ان كتلة $M_{\circ e}\text{-}C^2$ تساوي $m_{\circ e} + c^2$ وتساوي $m_\circ c^2$ وقيمة K_n تقريباً مهملة بسبب ان النواة اثقل من (e^+ أو e^-) اذن طاقة الفوتون :

$$h\nu = 2m_\circ C^2 + K_{e-} + K_e + \quad \text{.................(8-39)}$$

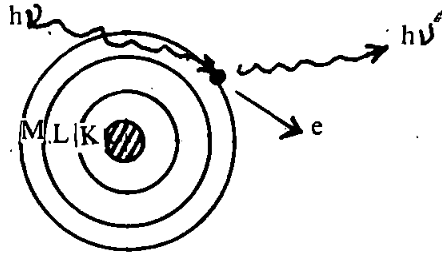
هناك ملاحظة مهمة يجب ذكرها وهي انه في حالة كون $K_{e-} = K_{e+} = o$ فهذا يعني ان طاقة الفوتون $h\nu$ يجب ان تساوي $2m_\circ c^2$ أو (1.02 MeV). اذن

من الممكن القول ان اقل طاقة يحملها الفوتون لانتاج الزوج تكون مساوية الى ضعف كتلة سكون الالكترون ، حيث يطلق على هذه الطاقة بالطاقة الحرجة لانتاج الزوج .

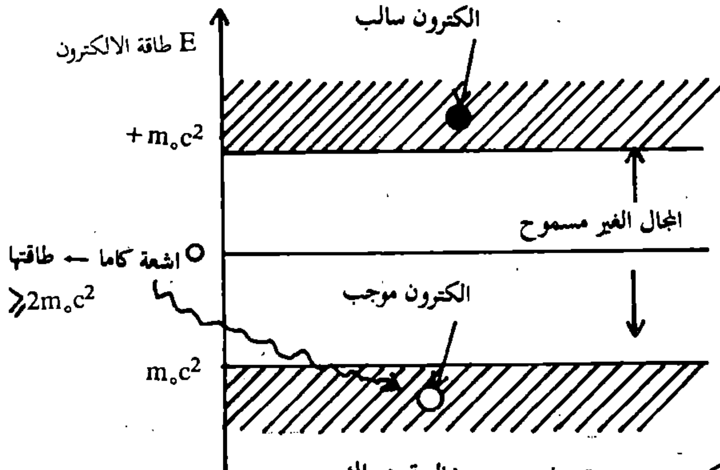
الشكل (8-14) يوضح مخطط انتاج الزوج في الذره والشكل (8-15) يمثل صورة لغرفة السحاب حيث يظهر فيها غدد من ازواج الالكترونات والبوزترونات .



الشكل (8-11) الظاهرة الكهروضوئية



الشكل (8-12) استطارة كومبتن



الشكل (8-13) تكوين زوج الكترون ــ بوزترون حسب نظرية ديراك .

هناك عملية معاكسة لعملية انتاج الزوج قد تحدث بعد تكوين البوزترون مباشرة في المادة. لقد اطلق على هذه بعملية فناء الالكترون ـ بوزترون (electron-positron ennihilation). حيث ان البوزترون بعد ان يتكون، تقل سرعته نتيجة تصادمه بالذرات المحيطة حتى ان طاقته الحركية تضبح صفراً ويصل الى حالة السكون. ففي هذه المرحلة يزدوج الالكترون والبوزترون، والذي هو اعتيادياً في حالة سكون ايضاً ويشكل ذرة البوزترونيوم (Positronium atom) كما هو موضح بالشكل (8-16). ان ذرة البوزترونيوم تكون مشابهة الى ذرة الهيدروجين ماعدا ان نواة ذره الهيدروجين هي البروتون. اما نواة ذرة البوزترونيوم فهي البوزترون. ذرة البوزترونيوم غيرة مستقرة فهي تنمل بزمن انحلال قدره 10^{-7} ثانية مكونة فوتونين كما في الشكل (8-17) ولمتطلبات حفظ الزخم الخطي والطاقة يجب ان تكون الزاوية بينهما مساوي الى 180°

$$\frac{h\nu_1}{C} = \frac{h\nu_2}{C} \qquad \text{..............(8-40)}$$

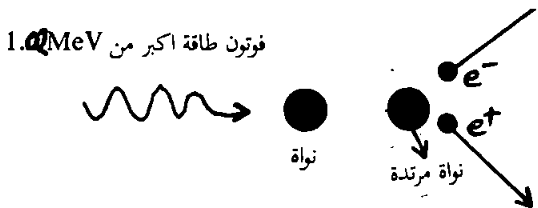
وكذلك

$$2m_{\circ}C^2 = h\nu_1 + h\nu_2 \qquad \text{....................(8-41)}$$

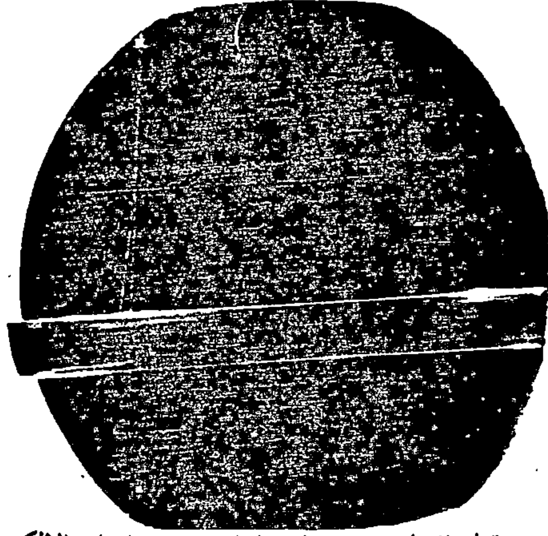
وهذا يعني

$$h\nu_1 = h\nu_2 = m_{\circ}c^2 = 0.51 \text{ MeV}$$

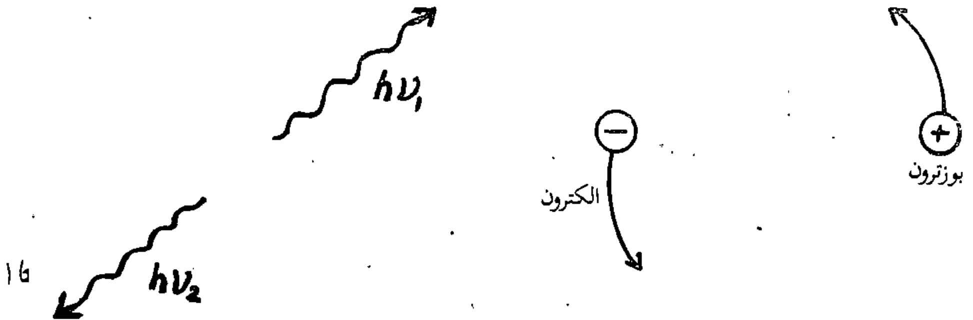
فالكشف عن فوتونات طاقتها 0.51 McV وبأتجاهين متعاكسين يعني حدوث عملية الفناء فالفوتونات التي تظهر فناء الالكترون والبوزترون يطلق عليها اشعة الفناء annihilation radiation



الشكل (8-14) انتاج الزوج



الشكل (8-15) صورة لغرفة السحاب يظهر فيها عدد من ازواج الالكترونات والبوزترونات



الشكل (8-16) ذره البوزترونيوم قبل الانحلال شكل (8-17) بعد انحلال ذرة البوزترنيوم مكونة اشعة الفناء

8.5 تفاعل النيوترون مع المادة

Interaction of neutron with matter

بما ان النيوترونات متعادلة الشحنة فهي لذلك لاتدخل في تعامل مع الكترونات الذرة على الاطلاق، وبذلك تستطيع الوصول الى النواة قاطعة الحاجز الكولومي من دون اي عائق. ومن الممكن تقسيم تفاعلات النيوترونات الى قسمين، تفاعلات النيوترونات السريعة وتفاعلات النيوترونات البطيئة.

8.5.1 تفاعلات النيوترونات السريعة :

في التفاعلات السريعة تصطدم النيوترونات بنوى مادة الهدف مكونة بذلك النواة المركبة والتي هي عادة في اعلى حالات الاشتثارة. فمن طاقة الربط للنويترونات والتي هي تقريباً 8 MeV زائداً الطاقة الحركية التي يمتلكها النيوترون تعود النواة المركبة بالانحلال باحد القنواة التالية

1 ــ قناة الاستطارة المرنة: هذه القناة يقصد بها ان النيوترون يقذف مرة ثانية من النواة وتعود الى حالتها الطبيعية.

2 ــ قناة الاستطارة غير المرنة: النيوترون يعاد قذفه بطاقة اقل من طاقته الأصلية بعد انّ يعطي قسماً من طاقته الى نواة الهدف، مما يجعلها في حالة استثارة.

3 ــ قناة تفاعل (n,p): في هذه القناة تمتص النواة النيوترون وتقذف برتون، حيث تبقى النواة غير مستقرة تنحل بعدها بواسطة انحلال بيتا.

4 ــ قناة تفاعل (n,2n): في حالة كون طاقة النيوترون عالية جداً، فان نيوترونين ينبعثان من التفاعل. اما النواة المتبقية فهي اما مستقرة او غير مستقرة.

5 ــ في بعض تفاعلات النيوترونات السريعة لم تقذف النواة اي جسيمة، لكن طاقة الاستثارة يمكن ان تقذف على شكل اشعاع كاما. ان مثل هذا التفاعل (n,γ) هو اقل اهمية في التفاعلات ذات الطاقة العالية منه في الطاقات الواطئة.

ان تفاعلات النيوترونات بصورة عامة تعتمد بالدرجة الاساس على نوع مادة الهدف فبالنسبة للنيوترونات السريعة نلاحظ مايلي:

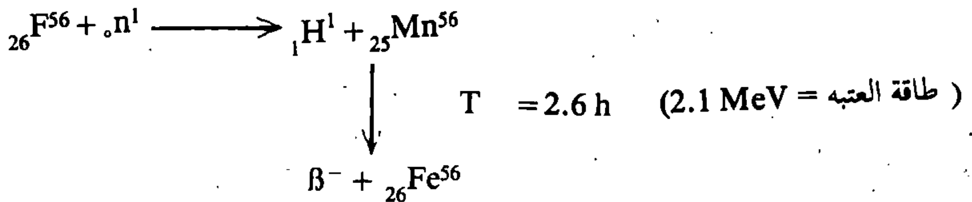
في المواد الخفيفة (z صغيرة) النيوترونات السريعة يمكن ان تحدث انحلال كامل او تفاعلات من نوع (n,α). مثل انحلال c^{12} الى ثلاث جسيمات الفا.

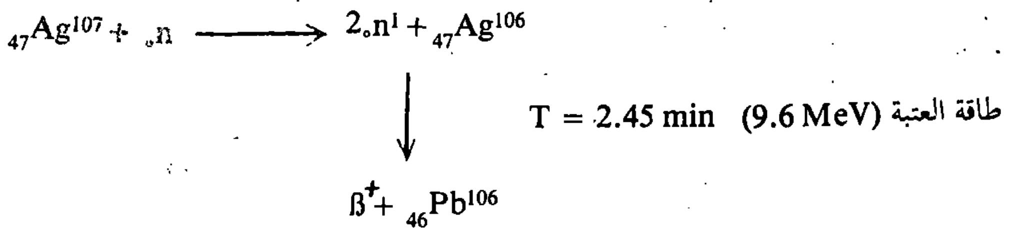


$$_6C^{12} \rightarrow 3(_2He^4) \qquad (Q = -7.34\ MeV)$$

اما في المواد المتوسطة (Z متوسطة)، فالتفاعلان (n-p) و (n-2n) يكونان مهمين، خاصة عندما يعطيان نواتج للنواة غير المستقرة،

حيث تحدث هذه التفاعلات عندما تكون طاقة النيوترون اكبر من طاقة العتبه)

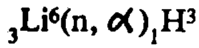




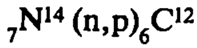
اما في المواد الثقيلة (Z كبيرة) او النوى الثقيلة . فالنيوترونات السريعة تحدث الانشطار . حيث ان العملية هي ليست العملية المهمة في الانشطار ، لان عملية الأنشطار ، كما نعلم ، والمستخدمة في المفاعلات ان نستخدم النيوترونات السريعة .

8.5.2 تفاعلات النيوترونات البطيئة :

ان تفاعلات النيوترونات البطيئة مع المادة تتمثل بامتصاص النيوترون من قبل نواة المادة وتكوين النواة المركبة في حالة استثارة . بعد ذلك تعود النواة الى حالتها الارضية باعثة طاقتها (Q ــ موجبة) كطاقة حركية لنواتج التفاعل كما تعتمد تفاعلات النيوترونات البطيئة ايضاً على نوعية المادة فبالنسبة للمواد الخفيفة يحدث التفاعلان التاليان بكثرة :



$_{3}Li^{6}(n,\alpha)_{1}H^{3}$ $\qquad Q = 4.785\ MeV$



$_{7}N^{14}(n,p)_{6}C^{12}$ $\qquad Q = 0.626\ MeV$

اما في المواد المتوسطة فيحدث التفاعل (n,γ) باستمرار وذلك من خلال تكوين النواة المركبة ايضاً . فاذا تم ذلك فأن المقطع العرضي يوضح حالات الرنين في مواقع طاقة النيوترون المضبوطة في المواد الثقيلة هناك عملية واحدة فعالة جدّاً ومهمة وهي تفاعل الانشطار حيث تم شرحه في الفصل السادس .



الفصل التاسع

الكواشف والمعجلات النووية

Nuclear detecters and accelerators

الكواشف النووية Nulear detecters

9.1 المقدمة

لقد تطورت الأجهزة المستخدمة بالكشف عن الأشعاع النووي والمسماة بالكواشف بتطور موضوع الفيزياء النووية. حيث أن هذه الكواشف أستخدمت للكشف عن الاشعاع النووي ولقياس طاقته. ففي كلا الحالتين تعتمد طريقة الكشف عن التفاعل الحاصل بين الأشعاع ومادة الكاشف (يقصد بالتفاعل هو التأين والاستثارة الحاصلة لذرات المادة نتيجة مرور الأشعاع بها). فهذه الأجهزة تكشف الجسيمات المشحونة مباشرة، أما الجسيمات المتعادلة مثل النيوترون فيكون الكشف عنها بصورة غير مباشرة وذلك من خلال الجسيمات المشحونة (بشكل خاص بطريقة ارتداد البروتون Proton recoil) وذرات المادة. من الممكن ترتيب هذه الكواشف حسب خواصها وطريقة عملها كالآتي :

أولاً : غرف التأين Ionization chambers وتشمل :
غرف التأين البسيط Simple ionizatian chamber
العداد المتناسب proportional counter
عداد كايكرمولر Geiger - Muller counter

ثانياً :الكواشف المرئية Visible detetors وتشمل :
غرف السحاب Cloud Chamber
غرف الانتشار Diffusion

المستحلب النووي Nuclear emullsion

ثالثاً : العدادات الوميضية Scintillation Counters

رابعاً : كواشف أشباه الموصلات Semiconductor Detecters

خامساً : كواشف الطاقات العالية Higl energy detecters وتشمل
١ ـ غرفة الفقاعة Bubble chamber
٢ ـ غرف الشرارة Spark chamber
٣ ـ كاشف جيرنكوف Cerenkov detector

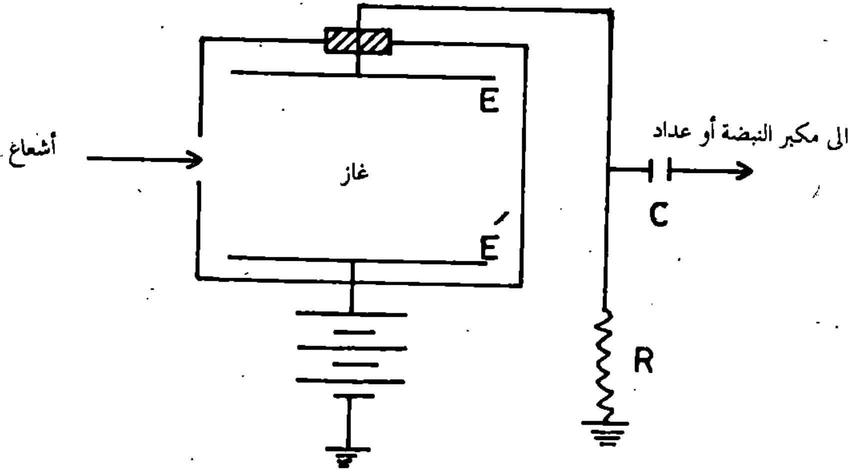
كما لاحظنا اعلاه فأن كل كاشف يعتمد على طبيعة القياسات الجارية وأن أستخدام مثل هذه الكواشف يصاحبه أستخدام دوائر وأجهزة الكترونية معقدة. أما الأن فسوف نتكلم عن هذه الأجهزة بصورة مفصلة وطريقة أستخدامها.

9.2 غرف التأين Ionization Chambers

9.2.1 غرف التأين البسيطة Simple ionization Chamber

أبسط أنواع غرف التأين متمثل بالشكل (1-9) حيث تحتوي الغرفة الصغيرة على صفيحتين معدنيتين متوازيتين يطلق عليها بالقطبين وهما مربوطان بمجهز الفولتية العالية. كذلك يوجد داخل الغرف كمية من الغاز تحت ضغط جوي معين. أن الجسيمات المشحونة والساقطة على الغرفة تسبب تأين الغاز مكونة بذلك

الأيونات السالبة والموجبة خلال مسارها والتي تتجمع على القطبين الموجب É والسالب E . إن سبب وضع فرق جهد عالٍ بين القطبين هو لمنع إلتحام الايونات السالبة والموجبة مرة أخرى للتعادل. إن تجمع الشحنة على القطبين يعطي أما تياراً كهربائياً ممكن ملاحظته على جهاز قياس التيار (الأميتر) او ربما تتحول الى نبضة كهربائية كما في شكل (1-9)



شكل (1-9) عداد التأين للكشف عن جسيمات منفردة.

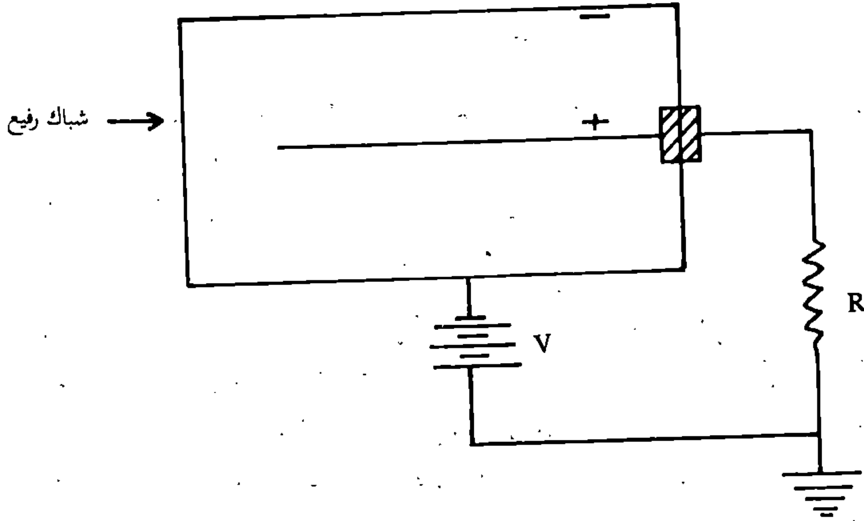
9.2.1 عداد التناسب prport ional counter

أن حجم النبضة المتولدة في غرفة التأين نتيجة مرور جسيمة مشحونة تكون صغيرة بحيث يكون من الصعوبة الكشف عنها في بعض الأحيان. لذا فقد تم تصميم جهاز اطلق عليه عداد التناسب والذي هو تحوير لغرفة التأين كما هو موضح بالشكل (2-9) حيث يتألف من اسطوانة خارجية تمثل احد القطبين، اما القطب الآخر فعبارة عن سلك رفيع يمثل محمور الأسطوانة. أن فرق الجهد العالي الذي يوضع على القطب يساعد في عملية مضاعفة الألكترونات (electron multiplication) الناتجة من التأين. عملية مضاعفة الألكترونات عملية معقدة تقريباً، لذا فسوف يتم شرحها بأختصار كما يلي: اذا فرضنا في عملية التصادم الحاصلة بين الجسيمة الساقطة وذرات الغاز تنطلق بعض الفوتونات بالأضافة الى

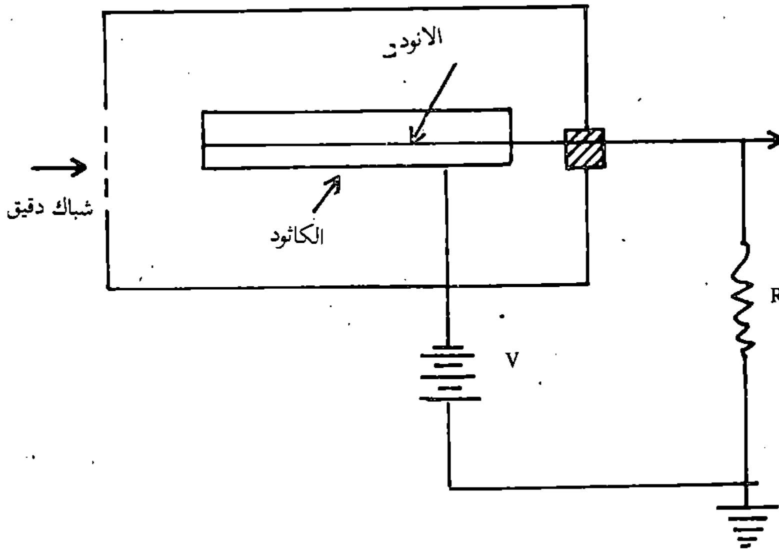
الالكترونات . لذلك فأن قسم من هذه الفوتونات تطلق الكترونات اكثر من جدران الغرفة أو الغاز وذلك بعملية الظاهرة الكهروضوئية ، او أن كل الكترون ضوئي سوف يصطدم مولداً الكترونات ثانوية أكثر وهكذا حتى تصل الى العدد الكلي للالكترونات التي تصل السلك والممثلة بمتوالية غير محدودة .

$$n + \gamma n^2 + \gamma^2 n^3 + \qquad \text{(9-1)}$$

حيث n عدد الالكترونات الناتجة في التصادمات الاولى ، γn^2 عدد الالكترونات الثانوية و γ ثابت التناسب . أن سلوكية عداد التناسب تجعل أستخدامه للتفريق بين أنواع الأشعاعات والتي تختلف قدراتها وطاقاتها التأينية كثيرة جداً . ان هذه العدادات تم استخدامها بكثرة وذلك للكشف عن الاشعة السينية وأشعة كاما ذات الطاقة الواطئة وأشعة بيتا . أما أستخدامها في الاشعة الكونية فكان له الأثر الكبير في دراسة خواص هذه الاشعة بصورة مفصلة .



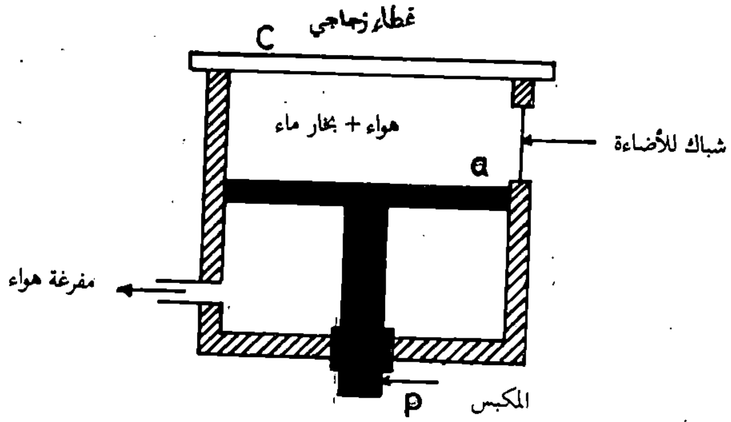
شكل (9.2) يمثل نموذجاً لعداد التناسب



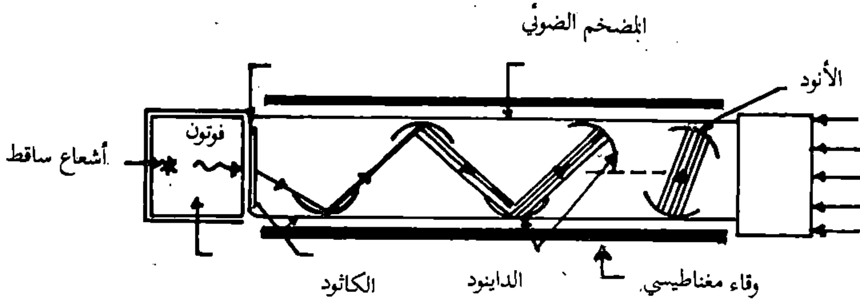
شكل (3-9) يمثل نموذجاً لعداد مايكر

9.1.3 عداد كايكرمولر Geiger - Muller Counter

يتألف عداد كايكر من أنبوبة زجاجية تحتوي على خليط من غاز الأركون 90% وأبخرة عضوية 10% (مثل كحول الأثيل) تحت ضغط معين. كذلك يوجد داخل الانبوبة صفيحة معدنية او في العدادات الحديثة أسطوانة تمثل القطب السالب، أما القطب الموجب فيتمثل بسلك رفيع مركزي، شكل (3-9). من أهم خواص عداد كايكر هو العلاقة بين فرق الجهد الموضوع على القطبين والعدد النسبي للأيونات المتجمعة عليها. لقد لوحظ أن أرتفاع النبضة الخارجة (output pulse) لاتعتمد على التأين الأولي ولا على نوع أو طاقة الجسيمات الساقطة. لذلك جعلت هذه الخاصية عداد كايكر من أهم العدادات المستخدمة للكشف عن الجسيمات المنفردة. خلال عملية التأين التي تسببها الجسيمات المشحونة تنجذب الأيونات الموجبة نحو القطب السالب اما الالكترونات فتنجذب نحو السلك الرفيع الموجب مولدة نبضة كهربائية أن زيادة المجال الكهربائي بين القطبين يؤدي بالالكترونات أمتلاك طاقة حركية أكبر تسبب في تأين اضافي لجزيئات الغاز من



شكل (9.4) نموذج لغرفة السحاب



شكل (9.5) نموذج للكاشف الوميضي

خلال تصادمها معه وبذلك الحالة تصبح لدينا حالة تفريغ بين القطبين نتيجة لهذه الزيادة المستمرة مما يؤدي الى أرتفاع مفاجيء للنبضة أو للعد.

9.3 الكواشف المرئية Visible detectors

9.3.1 غرفة السحاب Cloud Chamber

أن أول اكتشاف لغرفة السحاب كان من قبل العالم ولسن Wilson عام 1912 . حيث ادى هذا الأكتشاف الى تطور كبير في موضوع فيزياء الجسيمات . أن الفكرة الاساسية التي أعتمدت عليها غرفة السحاب هو تكثيف غاز أو هواء نقي مشبع ببخار الماء أشباعاً تاماً وذلك عند مرور جسيمات مشحونة خلاله . وعندئذ يكون بالأمكان ولفترة قصيرة مشاهده مسار هذه الجسيمات بصورة واضحة وتصويرها . الشكل (9.4) يوضح نموذجاً لغرفة سحاب ولسن، حيث يتألف هذا الجهاز من الأسطوانة (a) المملوءة بغاز مشبع ببخار الماء وتحت درجة حرارة الغرفة، والمكبس (p) الذي يكون حر الحركة وبسرعة الى الأسفل لأحداث تمدد مفاجيء في الغاز داخل الاسطوانة (a). ان هذه الحالة تؤدي الى برودة الغاز ويصبح في حالة فوق الأشباع ببخار الماء. في هذه اللحظات أذا تصورنا مرور جسيمة مشحونة خلال الغرفة فأنها سوف تولد أزواجاً من الأيونات داخل الغاز يتكثف عليها بخار الماء مكونة قطرات صغيرة يمكن رؤيتها أو تصويرها من خلال الصفيحة الزجاجية C الموجودة في أعلى الأسطوانة .

أن غرفة السحاب قد ساعدت كثيراً في البحث عن الجسيمات المشحونة ذات الطاقة الواطئة أما في حالة الطاقات العالية أو التفاعلات النووية ذات الطاقات العالية فأن هذه الغرفة لم تعمل بصورة جيدة لذا استعيض عنها بغرفة الفقاعة التي سوف نتكلم عنها فيما بعد .

9.3.2 غرفة الأنتشار Diffusion chamber

أن غرفة السحاب تكون عادة حساسة لفترة قصيرة جداً (تقريباً 0.5 ثانية) وهذا هو وقت حركة المكبس الى الأسفل ليمدد بصورة مفاجئة الغاز وبخار الماء في الأسطوانة لذا. فقد تم تصميم غرفة أخرى من قبل العالم لانكسدروف Langsdeof عام 1936 أطلق عليها غرفة الأنتشار حيث تعتمد نفس فكرة غرفة السحاب فيما عدا أنها تكون حساسة الى الجسيمات المشحونة بصورة دائمية .

9.3.3 المستحلب النووي Nuclear emullsion

المستحلب النووي عبارة عن مادة تغطي بصورة رقيقة بعض أنواع الألواح الفوتوغرافية وتكون ذات حساسية عالية. فهي تستخدم للكشف عن مسارات الجسيمات المشحونة حيث أنها تعطي صوراً مرئية ثابتة لمسارات الجسيمات. ان أستخدام مثل هذه المواد في الألواح الفوتوغرافية كانت معروفة منذ عام 1910 حيث كانت تعرض في بادىء الأمر للأشعة السينية. بعد ذلك أوضح كاينوشيتا (Kinoshitu) أنه بالأمكان أستخدام مثل هذه المستحلبات للكشف عن الجسيمات التي لها قابيلية تأين كبيرة مثل جسيمات الفا. فمنذ ذلك الوقت ولحد الأن وجد ان هناك تطوراً مستمراً في نوعية وكيفية أستخدام هذه المستحلبات.

أن مادة المستحلب النووي يطلق عليها صناعياً (Ilford G5) وهي عبارة عن مركب لمواد عديدة مثل الفضة والبزومين والأيوذين والكاربون والهيدروجين والأوكسجين. تمزج هذه بنسب معينة حيث تشكل مادة الفضة والبرومين 80% من مادة المستحلب، ان سمك طبقة المستحلب والتي تغطي الأفلام تتراوح بين 20 الى 600 مايكرون. أن طريقة الكشف عن هذه الجسيمات المشحونة تتم بتعريض هذه الأفلام الى الجسيمات، حيث تتحول مسارات هذه الجسيمات الى بقع سوداء ثابتة بعد أجراء عمليات تحميض الفلم ويمكن مشاهدتها بوضوح تام تحت المجهر.

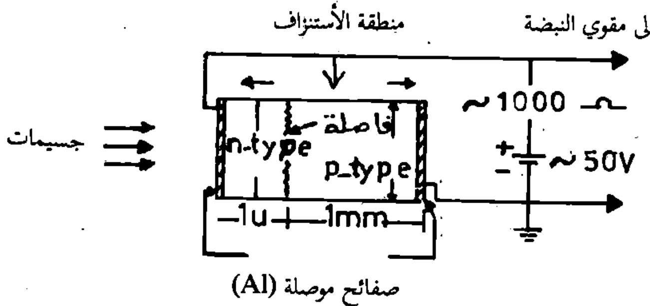
تستخدم هذه الطريقة بكثرة لدراسة نواتج التفاعلات النووية بصورة دقيقة وواضحة.

9.4 العدادات الوميضية Scintillation Counters

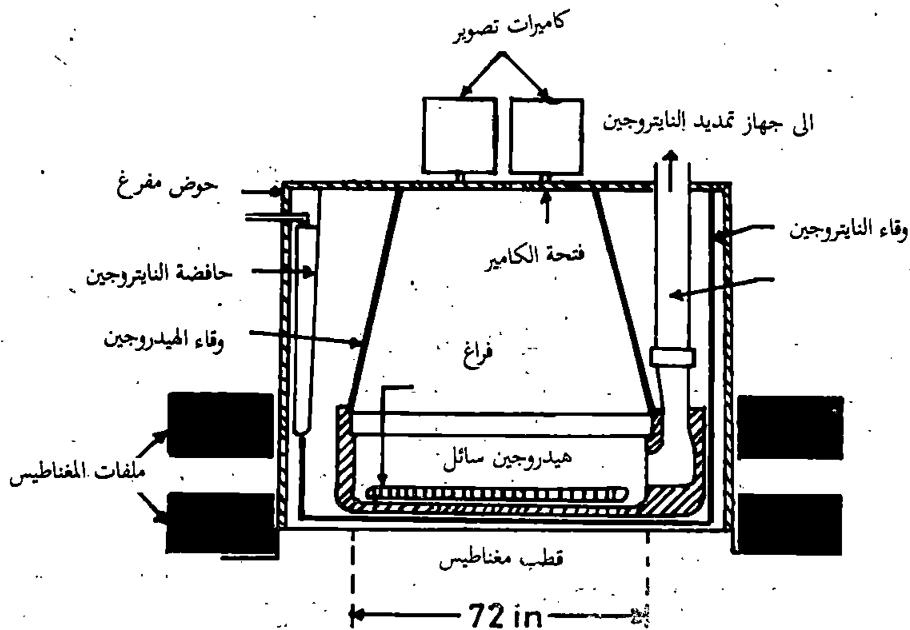
توجد بعض المركبات الكيمياوية مثل أيوديد الصوديوم (NaI) أو أيوديد السيزيوم (CsI) لها القابلية على بعث ضوء أثناء مرور جسيمات مشحونة أو أشعة سينية أو اشعة كاما خلالها. يطلق على مثل هذه المواد بمواد وميضية. أما العداد الوميضي فيشمل المادة الوميضية والأجهزة الأخرى التي ترتبط معها والتي تحول الضوء الى نبضة كهربائية. شكل (9.5) يوضح مخططاً لعداد وميضي والأجزاء المرتبطة معه. في هذا الشكل يلاحظ أن المادة الوميضية عبارة عن بلورة منفردة من أيون الصوديوم

NaI مغطاة بأحكام بورق من الألمنيوم اللماع، حيث ان الوجهه اللماع يكون للداخل وذلك لعكس الضوء ومنع تسربه، ماعدا جانب واحد حيث يتم ألصاق البلورة بالمضخم الضوئي. أما في بعض الأحيان فتكون المادة الوميضية من قطعة كبيرة تستخدم لأغراض البحوث.

خلال مرور الجسيمة المشحونة في البلورة يحدث تأين واستشارة لذرات البلورة مما يؤدي الى بعث ضوء مرئي بطول موجي يتراوح بين 3300A° الى 5000A°. ان بلورة NaI شفافة ونقية لذا يكون أنتقال الضوء خلالها بصورة جيدة عند سقوط الضوء (الفوتونات) على مهبط المضاعف الضوئي فأنها تولد أنبعاث الكترونات حسب الظاهرة الكهروضوئية. كذلك توجد في أنبوبة المضاعف الضوئي عدد من الأقطاب الموجبة يطلق عليها الداينود (Dinod) يستفاد منها في مضاعفة أو تضخيم التيار الألكتروني بعد ان يتم وضع فرق جهد متزايد على كل داينود. من الممكن تمثيل عدد الألكترونات الكلي في نهاية الأنبوبة بنبضة كهربائية حيث ان حجمها يتناسب مع طاقة الجسيم الساقط على البلورة. هناك نوعان من العدادات الوميضية النوع الأول يطلق عليها العدادات الوميضية السائلة والأخر يطلق عليها العدادات الوميضية البلاستيكية، بحيث أن النوعين لهما نفس الخواص أو السلوك. أن أستخدمات العدادات الوميضية أصبحت واسعة وذلك بعد أكتشاف وتطوير المضخات الضوئية فأستخدام مثل هذه العدادات في الفيزياء النووية والاشعاعية أصبح كبيراً جداً.



شكل (9.6) نموذج لكواشف أشباه الموصلات (الحالة الصلبة)



شكل (9-7) نموذج لغرفة الفقاعة

9-5 كواشف أشباه الموصلات Semi conductor detector

أخذت مواد أشباه الموصلات تستخدم بكثرة خلال السنوات الأخير وفي مجالات عديدة خاصة مجال الفيزياء النووية حيث أستخدمت لعمل كواشف تسطيع بها الكشف عن الجسيمات المشحونة وأشعة كاما. وعلى سبيل المثال، فتم أستخدام صمام ثنائي من نوع وصلة (p-n) (pn junction) للكشف عن جسيمات ألفا. بأيجاز تتكون الوصلة من قطعة رقيقة من مادة السليكون اي يطلق عليها نوع n (هذا النوع يتألف من أدخال الفسفور في بلورة السليكون) وقطعة أخرى من مادة السليكون اي ايضاً يطلق عليها نوع P (هذا النوع يتألف من أدخال البورون في بلورة السليكون) هاتان القطعتان تلتصقان مع بعض مكونة وصلة (p-n) أن استخدام هذه الوصلة في الكشف يمكن توضيحه كما يلي :

نقوم بربط طرفي الوصلة بفرق جهد، كما في الشكل (6-9)، حيث أن الجهد على نوع n أعلى من نوع P. أن وضع فرق جهد يعني نقل الألكترونات الطليقة من جانب الى جانب أخر حيث يطلق على الجانب الذي يعطي الألكترونات (بالمانح) والجانب الأخر الذي يستقبل الألكترونات (بالمستقبل) مكون بذلك منطقة غير موصلة داخل الوصلة يطلق عليها منطقة الأستنزاف (depletion region) .

من الممكن زيادة منطقة الأستنزاف وذلك بزيادة فرق الجهد. دعنا الأن نتصور أن جسيمات مشحونة تسقط على جانب نوع n، أن هذه الجسيمات تقف في مجال الأستنزاف مكونة ألكترونات طليقة وأيونات موجبة. الألكترونات تتحرك نحو الطبقة الموجبة (نوع n) والأيونات الموجبة تتحرك نحو الطبقة السالبة (نوع P)، حيث ينتج من ذلك هبوط بالجهد على جانبي الوصلة. هذا الهبوط ينقل الى مكبر حجم النبضة المتكونة تتناسب مع طاقة الجسيم الساقط.

مثل هذه الكواشف أستخدمت بكثرة خلال السنوات الأخيرة للكشف عن البروتونات وجسيمات الفا وبعض الجسيمات المشحونة الأخرى. في بعض الأحيان يوضع عنصر الليثيوم (Li) في وصلة السليكون (p-n) أن مثل هذه الكواشف يطلق عليها Si(Li) (Lithium driffted Silicon detaer) أستخدمت للكشف عن الألكترونات وجسيمات بيتا. وهناك كذلك انواع آخرىمن الكواشف يطلق عليها عدادات الجرمانيوم ــ ليثيوم (Lithium driffted germanium)Ge(Li) استخدم للكشف عن أشعة كاما.

9.6 كواشف الطاقات العالية High energy detectors

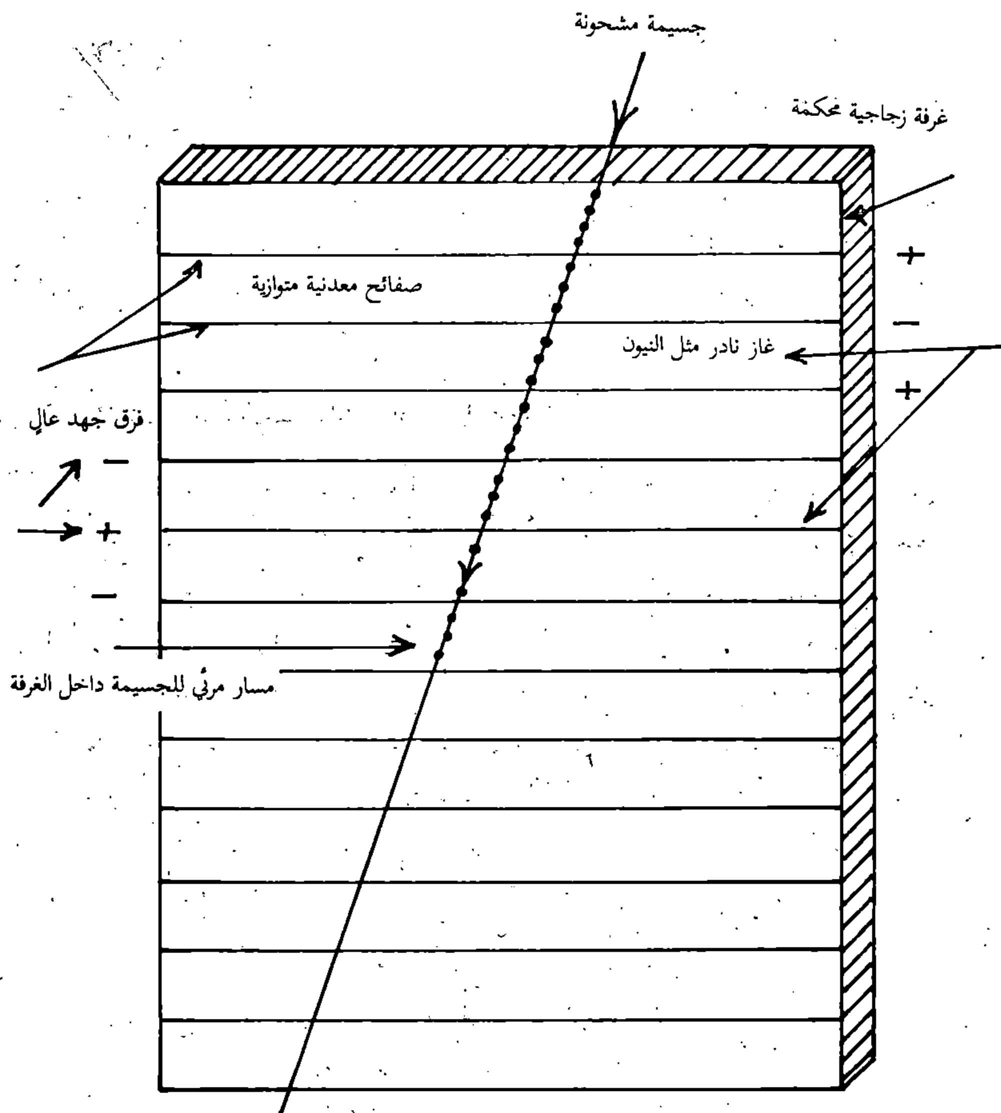
9.6.1 غرفة الفقاعة Bubble Chamber

تستخدم مثل هذه الاجهزة في دراسة الجسيمات ذات الطاقات العالية. حيث تحوي سائل مضغوط درجة حرارته يقريباً تحت درجة الغليان. ففي اللحظة التي تمر بها الجسيمات المشحونة داخل السائل يقُلل عنه الضغط فيبدأ السائل بالغليان وتنمو الفقاعات وتتجمع حول الأيونات الموجودة في السائل وتظهر للعيان

مسار الجسيمات وهي عبارة عن صف من الفقاعات تزول بعد فترة قصيرة. يتم تصوير هذه المسارات مباشرة بعد حدوث الحدث بواسطة كاميرات خاصة لغرض دراستها. الشكل (7-9) يوضح نموذجاً لغرفة الفقاعة. أن أضخم الأجهزة المستخدمة في الوقت الحاضر هو الموجود في مركز الأبحاث (CERN) حيث يبلغ طول الغرفة مترين وأرتفاعها أربعة أمتار وتحوي على 1100 لتر من سائل الهيدروجين ويبلغ وزنه 700 طن ويحوي الجهاز على قطبي مغناطيس شدته 6000 كيلو واط موضوع على جانبيه. الشكل (9.8) يوضح صورة فوتوغرافية لتفاعل نووي تم تصويره في غرفة الفقاعة بمركز الأبحاث (CERN). لغرفة الفقاعة تطبيقات كثيرة في مجال الفيزياء النووية وخاصة أستخدامها مع المعجلات النووية لدراسة التفاعلات النووية وطبيعة الجسيمات الأولية. فمن الممكن جعل مثل هذه الأجهزة ذات فعالية كبيرة في مثل هذه الدراسات وذلك عند استعمال سائل ذو كثافةعالية.



شكل (9.8) يوضح صورة فوتوغرافية لتفاعل نووي في غرفة الفقاعة.



شكل (9.9) يوضح مخططاً لغرفة الشرارة .

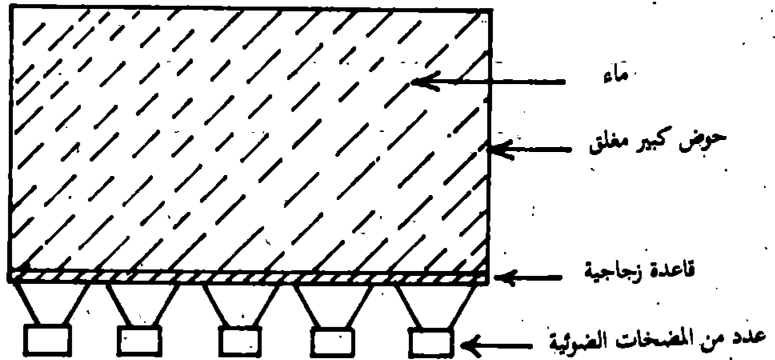
9.6.2 غرفة الشرارة Spark Chamber

بالأضافة الى غرفة الفقاعة تستخدم كذلك غرفة الشرارة في دراسة التفاعلات النووية ذات الطاقة العالية . تحتوي غرفة الشرارة على صفائح معدنية رقيقة

متوازية يتراوح عددها بين 6 الى 128 صفيحة. أن المسافة التي تفصل بين كل صفيحة وأخرى تتراوح بين 2 الى 20 ملم وتكون جميعها موضوعة داخل غرفة زجاجية محكمة مملوءة بأحد الغازات النادرة، مثل غاز النيون، ثم يسلط فرق جهد عالٍ (15 KV) تقريباً على هذه الصفائح. فعند مرور جسيمة مشحونة خلال الغرفة تؤين الغاز وتترك خلفها مساراً من الأيونات يكون نتيجتها حدوث شرارة يظهر فيها مسار الجسيمة واضحاً ومرئياً يمكن تصويره. الشكل (9-9) يوضح أحد الصور الفوتوغرافية لجسيمات داخل غرفة الشرارة.

9.6.3 عداد جيرنكوف Cerenkov detector

عداد جيرنكوف يشبه الى حد ما العداد الوميضي بطريقة الكشف عن الجسيمات، أي من خلال الضوء المرئي المتكون نتيجة مرور الجسيمات في وسط معين إن طبيعة عمل عداد جيرنكوف يتم بتسجيل الجسيمات التي تكون سرعتها في الوسط أكبر من سرعة الضوء في نفس الوسط (أي أن $V>c/n$ أو $\beta>1/n$ حيث V سرعة الجسيمات في الوسط، c سرعة الضوء و n معامل أنكسار الوسط)، ان تسجيل هذه الجسيمات يتم بأعطاء ضوء مرئي ضعيف يكون أتجاهه معتمداً على سرعة الجسيمات في الوسط. الشكل (9.10) يوضح نموذجاً لعداد جيرنكوف، حيث يتألف هذا العداد من حوض كبير مغلق يحوي على ماء تكون قاعدته زجاجية ومعرضة الى مجموعة من المضخات الضوئية الكبيرة (ذات قطر



شكل (9-10) مخطط لعداد جيرنكوف

كبير). فعند تكوين الضوء (أشعة جيرنكوف، نسبة الى مكتشفها العالم جيرنكوف) نتيجة مرور الجسيمات السريعة في الماء، تلتقط هذه الاشعة من قبل المضخات الضوئية وتدخل في مكبر لغرض تكبير النبضة وتسجيلها.

يفضل عداد جيرنكوف على العداد الوميضي في كثير من التطبيقات وذلك لرخص سعره وسهولة تصنيعه.

المعجلات النووية Accelerators

9.7 المقدمة

أن التطور الكبير في معجلات الجسيمات خلال السنوات العشرة الأخيرة ووصولها الى طاقات عالية جعل من موضوع الفيزياء النووية ليس فقط موضوع لدراسة خواص وتركيب النواة، بل فتح مجالاً آخر من مجالات البحوث الا وهو مجال فيزياء الجسيمات الأولية والذي سوف نتكلم عنه في الفصل القادم.

أن تصنيف معجلات الجسيمات تم حسب الطاقة التي يمكن ان يصل اليها كل معجل لتعجيل الجسيمات وكما يلي:

معجلات الجهد المباشر

وتشمل:

١ــ **معجل كوكرفت ــ والتن**: الجسيمة المستخدمة البروتون وتصل طاقته الى (2MeV)

٢ــ **مولد فان دكراف**: الجسيمة المستخدمة البروتون وتصل طاقته الى (10 MeV)

معجلات الرنين

وتشمل

١ــ السايكلوترون: الجسيمة المستخدمة البرتون وتصل طاقته الى (22MeV) كذلك جسيمة الفا والديترونات.

٢ــ المعجل الخطي: الجسيمة المستخدمة البروتون وتصل طاقته الى (100MeV) أو الألكترون وتصل طاقته الى (20MeV)

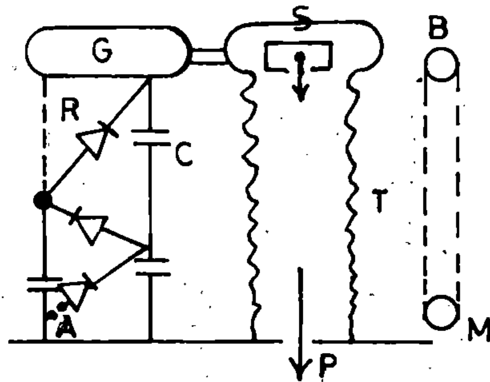
السنكتروسايكترون

وتشمل

١ــ الكترون سنكنرون

٢ــ بروتون سنكترون

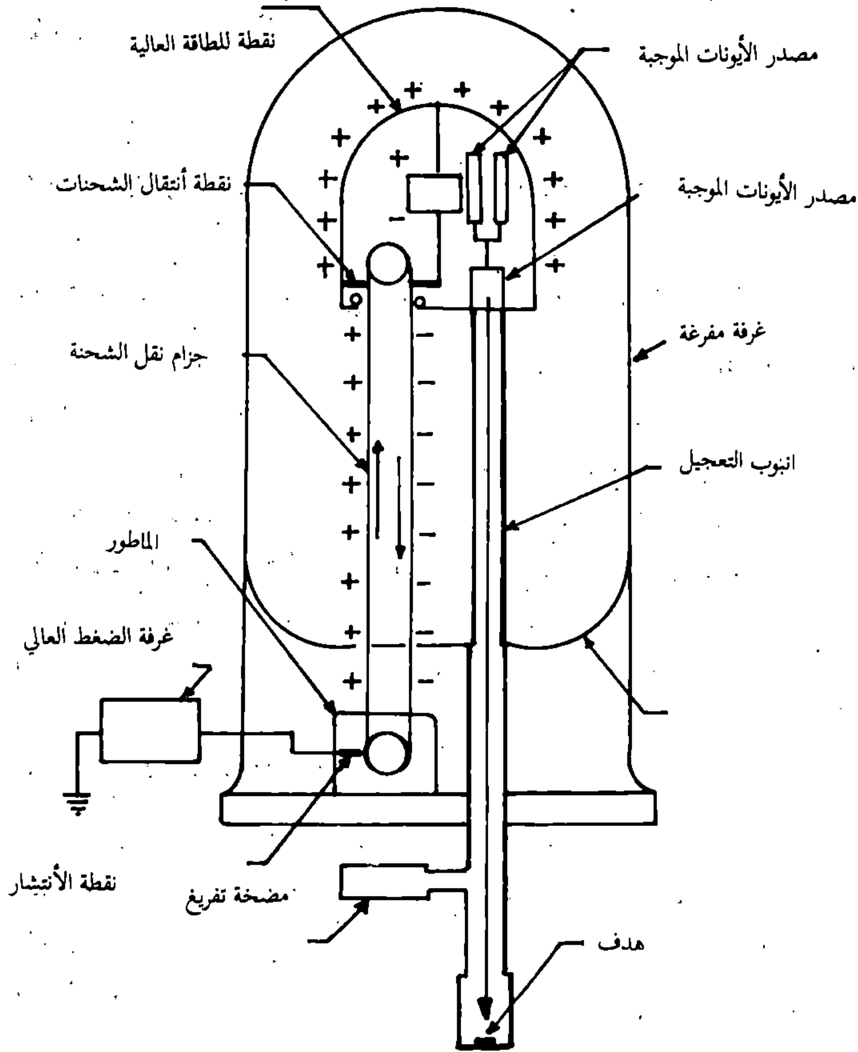
كذلك معجلات أنحدار المجال المتناوب ومعجل الحزم المتصادمة.



شكل (9-11) نموذج لمعجل كوكرفت ــ والتن

S ــ مصدر للأيونات، T ــ أنبوب عازل مفرغ، C ــ مولد، G ــ ماطور.
R ــ ركتفارير، C ــ مكثفات، A ــ مجهز متناوب، B مجهز الايونات، M ــ ماطور

قبل الدخول في شرح كل معجل على حده وحسب التصنيف اعلاه، علينا ان نعطي لمحة تأريخية عن كيفية أكتشاف المعجل. تم أكتشاف أول معجل من قبل العالم كروكس (Crooks) عام 1895، حيث أستندت على تعجيل الألكترونات المنبعثة من مهبط ساخن نحو مصعد وضع عليه فرق جهد عالٍ بحيث أصبح



شكل (9-12) نموذج لمعجل فان دكراف

P_1, P_2 مجهز الفولتية العالية، A ــ أنبوب التعجيل، T ــ سطح كروي للفولتية العالية، B ــ حزام من مادة عازلة S,S نقاط توزيع الشحنات، C نقطة تجميع الشحنات الموجبة، مضخمة تفريغ.

بالأمكان جعل الألكترونات تتعجل بخط مستقيم. في الحقيقة أن هذا الجهاز هو نفسه الذي تم أستخدامه من قبل العالم ثومسن (Thomson) في تجربته الشهيرة عام 1919.

9.8 معجلات الجهد المباشر Direct-voltage accelerators

9.8.1 معجل كوكرفت ــ والتن Cockcroft-walton accelerator

قام العالمان جون كوكرفت ــ وأرنست والتن (ohn Cockrott and Ernes Wallan) عام 1932 بتصنيع معجل صغير يتألف من ثلاث قطع رئيسية هي مصدر الأيونات الموجبة (البروتون) وأنبوب التعجيل ومجهز الفولتية، شكل (9.11). أن البروتونات الخارجة من المصدر S تتعجل داخل الأنبوبة T بعد وضع فرق جهد يبلغ حوالي 1700 كيلو فولت (kv). لقد أستخدم كوكرفت ووالتن هذه البروتونات للحصول على أول تفاعل نووي:

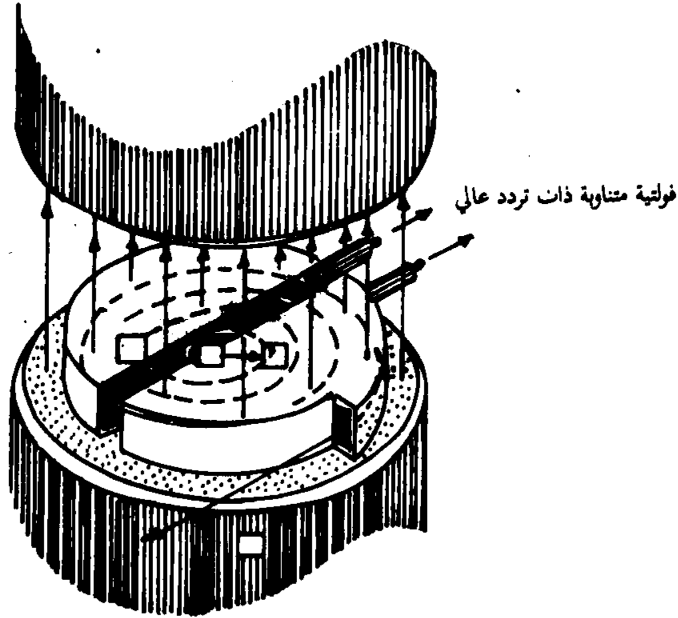


$$p^1 + {}_3Li^7 \rightarrow 2He^4 + 17\ MeV \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (9-\ \ )$$

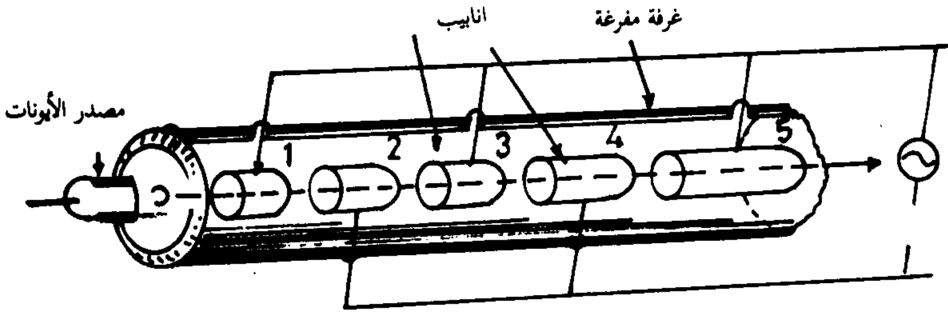
مولد فان دكراف Van de Graaff generator

في عام 1930 قام فان دكراف بصنع مولد كهرومغناطيسي ذي تيار مستمر وقادر على توليد فرق جهد عالٍ. أن عمل مولد فان دكراف أستند على فكرة أنتقال الشحنات بين موصل مشحون وأخر فارغ أو حصل تماس بينهما. الشكل (9-12) يوضح كيفية أستخدام مولد فان ذكراف كمعجل للأيونات الموجبة.

يتألف المولد من خزام متصل مصنوع من مادة عازلة مثل المطاط أو الحرير أو الورق، ومن عدد من الأسنة لغرض نشر الشحنة على الحزام في النقطتين S,S المربوطتين بمولد فولتية يمكن السيطرة عليه. أما في النهاية العليا للحزام فيلاحظ وجود عدد أخر من الأسنة المدببة لألتقاط الشحنة. أن الشحنات الموجبة تحُمْل الى الأسفل بواسطة الحزام وتتركه من خلال الأسنة المدببة في S. تتسرب الشحنات الموجبة من خلال الأسنة المدببة C الى سطح كروي أجوف تنتشر عليه الشحنات



شكل (9-13) نموذج للسايكلترون



شكل (9-14) نموذج لمعجل البروتونات الخطي

جاعلة منه قطب ذي فولتية عالية تزداد شدتها بأزدياد عدد الشحنات وكذلك مساحة سطح الكرة. أما المعجل فيتألف من أنبوبة تفريغ تحوي بداخلها غازاً (مثل H^2 و H^1) لتوليد الأيونات الموجبة موضوعة داخل سطح الكرة الأجوف، كما في الشكل (9-12). أن الأيونات الموجبة المتكونة في أنبوبة التفريغ تتعجل الى الأسفل في

أنبوبة أخرى زجاجية طويلة و مفرغة تفريغاً جيداً من الهواء حيث يوجد في نهايتها هدف معين . ان أنبوبة التعجيل يجب ان تكون طويلة وذلك للتخلص من التفريغ الذي قد يحصل نتيجة فرق الجهد العالي .

9.9 معجلات الرنين Resonance accelerators

9.9.1 السايكلوترون : Cyclotorn

من الأجهزة الأخرى التي أستعملت لتوليد الجسيمات ذات الطاقة العالية هو السايكلوترون أو معجل الرنين المغناطيسي ، شكل (13-9) . إن أول من أبتدع فكرة هذا الجهاز العالم أرنست لورنس E.lawrenee والعالم ستانلي لفنكستون M.Living ston عام 1931 . يتألف الجهاز من حيث الأساس من قطعتين معدنيتين مستويتين وفارغتين هما A_2,A_1 شكلهما يشبه الحرف D . وهاتان القطعتان موضوعتان بين قطبي مغناطيسي كهربائي كبير جداً وذلك لتوليد مجال مغناطيسي عمودي على قاعدة القطعتين ومواز الى محورها . كذلك تربط القطعتان بمجهز فولتية متذبذب عالي التردد بحيث أن الشحنة الموجودة على كل من القطعتين تتغير بضعة ملايين من المرات في كل ثانية . وهذا معناه أذا كانت أحدى القطعتين موجبة فالأخرى سالبة وبالعكس. أن توليد الأيونات الموجبة يتم من خلال وضع مصدر منفصل عن الجهاز فيه فتحة ضيقة (S) تصله بالحيز أو الفراغ بين القطبين ، شكل (13-9). لنتعرف الآن على كيفية أستخدام هذا المعجل ، لنفرض أن أيوناً ذا شحنة موجبة (+q) وكتلة m أطلق من الفتحة S في اللحظة التي فيها A_1 موجبة و A_2 سالبة . لهذا فأن الأيون سوف ينتقل بأتجاه A_2 حيث يكتسب تعجيلاً بواسطة المجال الكهربائي ومن ثم يدخل في A_2 . وهكذا فأن المجال المغناطيسي يجعل من الأيون يدور في مسار دائري . أن تغير الفولتية يجعل من الأيون عند خروجه من A_2 مستعداً للدخول في الفراغ الذي بين القطعتين مرة أخرى (A_1 سالبة و A_2 موجبة) ومن ثم أكتسابه تعجيلاً باتجاه A_1 ، هذه العملية سوف تتكرر في خطوات كلما عبر الأيون الفراغ بين القطعتين ، كذلك فأن سرعته تزداد ويصبح مداره أكبر نتيجة وجود المجال

المغناطيسي، وفي النهاية تخرج الأيونات من فتحة خاصة تحمل معها طاقة معينة، ولغرض حساب هذه الطاقة نأخذ اولاً العلاقة بين شدة المجال المغناطيسي ونصف قطر المسار الدائري للأيون

$$qVB = \frac{mv^2}{r} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (9\text{-}1)$$

حيث B شدة المجال المغناطيسي. r نصف قطر المدار الدائري و V سرعة الأيون. أن التردد الزاوي w والتردد f للجسيمة يصبح كما يلي:

$$w = \frac{V}{r} = \frac{qB}{m} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (9\text{-}2)$$

و

$$f = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{q}{m}\right)B \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (9\text{-}3)$$

كذلك فأن الطاقة القصوى التي يكتسبها الأيون تتحقق عندما تكون r = R أي أن:

$$K_{max} = \frac{1}{2}\, mV^2_{max} = \frac{1}{2}\frac{(qBR)^2}{m} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (9\text{-}4)$$

ففي السايكلترون النموذجي يمكن الحصول على أكبر طاقة للبروتون وهي **حوالي 22MeV عندما تكون قيمة B قرابة $(2)W/m^2$ وفرق الجهد على القطعتين 200KV تقريباً والتردد من M.cy./sec. (10-12) ميكاسايكل بالثانية.**

السايكلترون لايستخدم لتعجيل الالكترونات لان كتلتها صغيرة وتصل الى السرع النسبية بسرعة اما الايونات الاثقل (البروتونات، جسيمات ألفا والديوترونات فهي التي يتم تعجيلها بواسطة السايكلترون ولاتصل الى السرع النسبية بسرعة.

المعجل الخطي Linear accelera tor

لقد أقترح العالم أيزنك عام 1924 مفهوم المعجل الخطي الذي يعتمد فكرة تعجيل جسيمات مشحونة في خط مستقيم. أن تعجيل الجسيمات يتم داخل أنابيب معدنية أسطوانية الشكل مربوطة بمجهر فولتية ذي تردد عالي وموضوعة داخل غرفة مفرغة من الهواء كما في الشكل (9-14).

تنبعث الأيونات (البروتونات) من أنبوبة التفريغ الموجودة في أحد طرفي الغرفة لتتعجل عند مرورها في الفراغات الموضوعة بين الأنابيب وليس داخلها حيث أن الجهد داخل الأنبوب يكون ثابتاً. لنفرض الأن أن الأيونات الموجبة تنتقل من اليسار الى اليمين كما في الشكل (9-14)، فأذا كان الجهد الموضوع على الأنبوبة الأسطوانية الأولى موجباً والثانية سالباً فأن الأيونات تتعجل وتنتقل خلال الأسطوانة الثانية بسرعة اكبر من السرعة في الأسطوانة الأولى. أن طول الأسطوانة الثانية وضع بحيث عندما يصل الفراغ بين الأسطوانة الثانية والثالثة يصبح الجهد على الأسطوانة الثالثة سالباً والثانية موجباً. من خلال هذه العمليات تزداد سرعة الأيون وتحصل على طاقة عالية. هناك عدد محدود من هذه المعجلات في مختبرات العالم، ففي المختبر الوطني في بروكهيفن (Brook haven national laboratory) و Long ts land في نيويورك يمكن الحصول على بروتون محدود 50-70(MeV). اما معجل جامعة ستان فورد ومعجل الأتحاد السوفيتي فكلاهما يعطيان 100MeV حيث يبلغ طول كل منهما ميلين تقريباً.

وهناك كذلك معجلات خطية للألكترونات تختلف أختلافاً كلياً عن معجلات البروتونات يمكن الحصول بها على الألكترونات بطاقة 100MeV

9.10 السنكترو سايكلوترون Synchrocyclotron

يعود السبب في عدم أمكانية الوصول الى قيمة قصوى للطاقة التي يكتسبها الأيون في السايكلوترون المعتاد ذي التردد الثابت، الى أن الكتلة تزداد بأزدياد السرعة مما يؤدي الى نشوء أختلاف في الطور بين حركة الأيونات وبين تردد التيار المستعمل لشحن القطعتين. لقد تم التغلب على هذه المشكلة بأستعمال

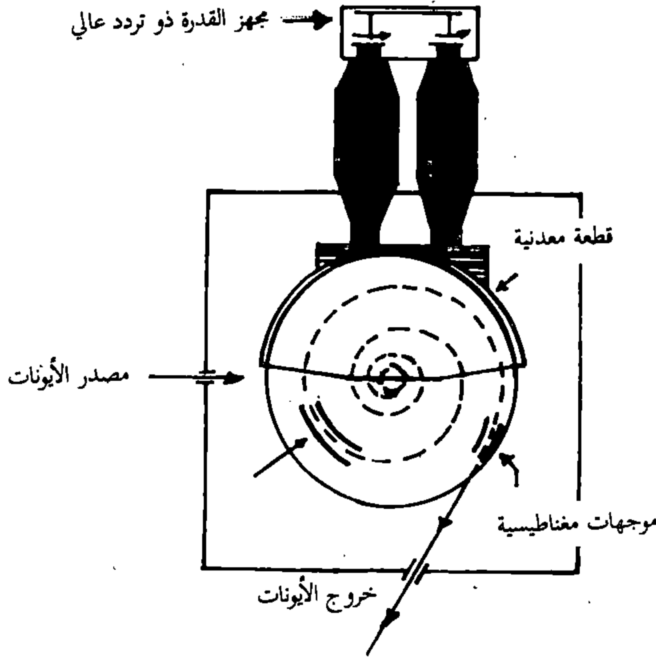
السايكلوترون ذو تردد مقوّم (Frequency-modulatad cyclotron) والذي يعرف احياناً بالسنكرو سايكلوترون (Synchrocyclotron) ، حيث تم أختراعه من قبل العالم مكملان (E Mcmillan) وفيكسر (V.Veksler) . أن عمل هذا المعجل يعتمد على الخاصية المعروفة بالأستقرار الطوري (phase Stability) والتي تتصف بها الجسيمات المشحونة المتحركة في المجالات المغناطيسية ذات الأتجاه الثابت والمجالات المغناطيسية الكهربائية ذات التردد المتغير .

يتألف السايكلوترون ذو التردد المقوّم من قطعة معدنية واحدة تشبه حرف ال (D) موضوعة داخل غرفة مفرغة ومثبتة بين قطبي مغناطيسي كهربائي ضخم كما في الشكل (15-9) . في هذا المعجل يتحرك الأيون في دائرة نصف قطرها أكبر من السايكلوترون الأعتيادي فيصل الى حافة القطعة في زمن أقل . وفي ذلك الزمن يكتسب الأيون طاقة أقل من المعتاد من مجال التيار المتناوب فيعود الى الأتحاد بالطور خلال الدورة او الدورات التالية ومتى عادت الجسيمة الى الاتحاد في الطور مع التيار . استطاعت ان تستمر في المدار نفسه مادام المجال المغناطيسي وتردد الجهد المستعمل ثابتاً . في الوقت الحاضر يوجد حوالي 20 سايكلوترن ذو تردد مقوّم في مختبرات بيركلي (Berkely) كالفورنيا حيث يصل تعجيل البروتون الى 750MeV أما في مختبر CERN فيعطي 600MeV .

9.10.1 الألكترون سنكروترون (البيتاترون)

Eletron Synchrotron (Betatron)

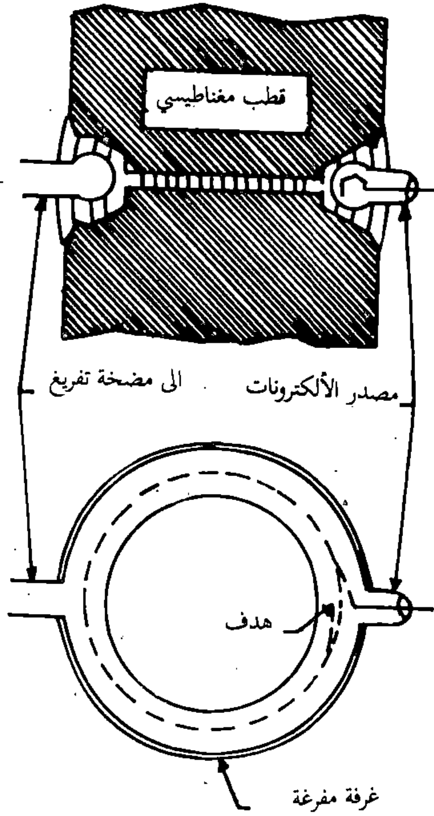
من الممكن تعجيل الألكترون والوصول بها الى طاقات عالية وذلك بأستخدام نوع من المعجلات يطلق عليها الألكترون سنكروترون أو البيتاترون . ففي هذا النوع من المعجلات يتم تحريك الألكترونات في مسارات دائرية الشكل أنصاف أقطارها ثابتة ، بحيث أن الألكترونات تكتسب طاقات أضافية أثناء دورانها وذلك من خلال زيادة شدة المجال المغناطيسي المار بالمدار شكل (16-9) أن أول معجل من هذا النوع أمكن تصنيعه كان من قبل العالم كرست (R.W.Kerst) عام 1940 . أن عمل البيتاترون يستند على أدخال ألكترونات صادرة من خويط مسخن S في أنبوبة دائرية مفرغة ومن ثم أستخدام مجال مغناطيسي متناوب بموازة محور الأنبوبة حيث تنشأ عنه قوتان : الأولى هي القوة الدافعة الكهربائية في مدار الألكترون لتكسبه طاقة



شكل (9-15) نموذج للسنكروسايكلرتون أو السايكلوترون ذو التردد المقوّم

أضافية والثانية قوة مركزية (تنشأ من ثأثير المجال المغناطيسي الذي يكون أتجاهه عامودياً على أتجاه سرعة الألكترون) تجعل الألكترون مستمراً في حركته الدائرية.

في هذا المعجل أستوجب أستعمال السيل المغناطيسي بطريقة تجعل لألكترونات تتحرك في مدار مستقر وثابت نصف قطره R . فالألكترونات تقوم بعدد كبير من الدورات في مسار دائري معين بينما يزداد المجال المغناطيسي المتناوب في شدته من الصفر وحتى نهايته العظمى. وفي كل دورة تكتسب الألكترونات طاقة أضافية تصل بعدها الى الطاقة العظمى. ومن الممكن تغير مدار الألكترونات وذلك بتغير السيل المغناطيسي بصورة مفاجئة، حيث تتحرك الحزمة الألكترونية لتحل في مدارات أنصاف أقطارها أكبر من سابقتها ومن ثم تسقط على الهدف الذي بدوره يبعث اشعة سينة. هناك في الوقت الحاضر عدد كبير من معجلات الألكترون تم أنشاؤها وتتراوح طاقات حزم الألكترونات فيها من 50 eV وحتى 1.2MeV .

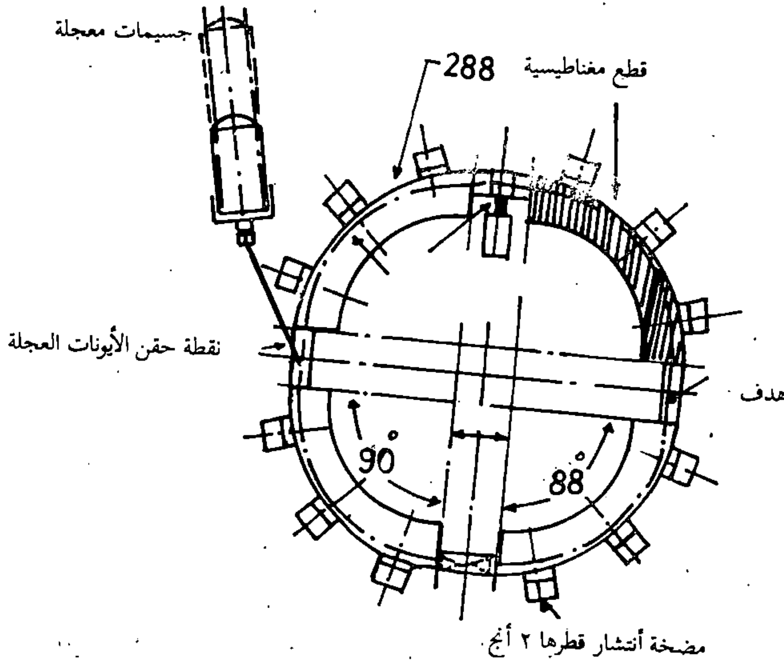


شكل (9-16) نموذج للبيناترون (الألكترون سنكروترون) يوضح فيه مسار الألكترون في الأنبوبة .

9.10.2 البروتون سنكروترون Proton Synchrotron

البروتون سنكروترون جهاز أستخدام لتعجيل البروتونات وذلك بطاقات عالية . ففي عام 1952 تم أنشاء أول معجل بروتوني لهذا الغرض وذلك في مختبرات بحوث بروكهيفن حيث وصلت طاقة البروتونات فيه الى 3Gev ، أطلق على هذا الجهاز بالكوزموترون (Cosmotron) . بعد ذلك وفي عام 1954 حصل تطوراً في البروتون سنكروترون أمكن فيه الحصول على بروتونات طاقتها 6Gev ، وأطلق هذا الجهاز بالبيفاترون (Bevatron) .

أما أخر سنكروترون بروتوني فقد وصل الى 10Gev كطاقة للبروتونات المعجلة. أن القواعد الأساسية التي يعمل بها السنكروترون البروتوني هي نفس القواعد التي يعمل بها السنكروترون الألكتروني. حيث تدخل البروتونات التي يتم الحصول عليها من معجل فان دكراف الى الأنبوبة المفرغة بطاقة أبتدائية حوالي 10MeV. أن شكل الأنابيب المفرغة حلقية وتتألف من أجزاء مستقيمة متصلة بأجزاء دائرية. الشكل (9-17) يوضح مخططاً للكوزمترون الموجود في بروكهيفن. والسنكروترونات البروتونية هي الأن ضخمة جداً يبلغ وزن المغناطيس فيها 2000 طن وشدة مجالة تتغير من 300 كاوس الى 1400 كاوس. أما قطرة فيبلغ 75 قدم.



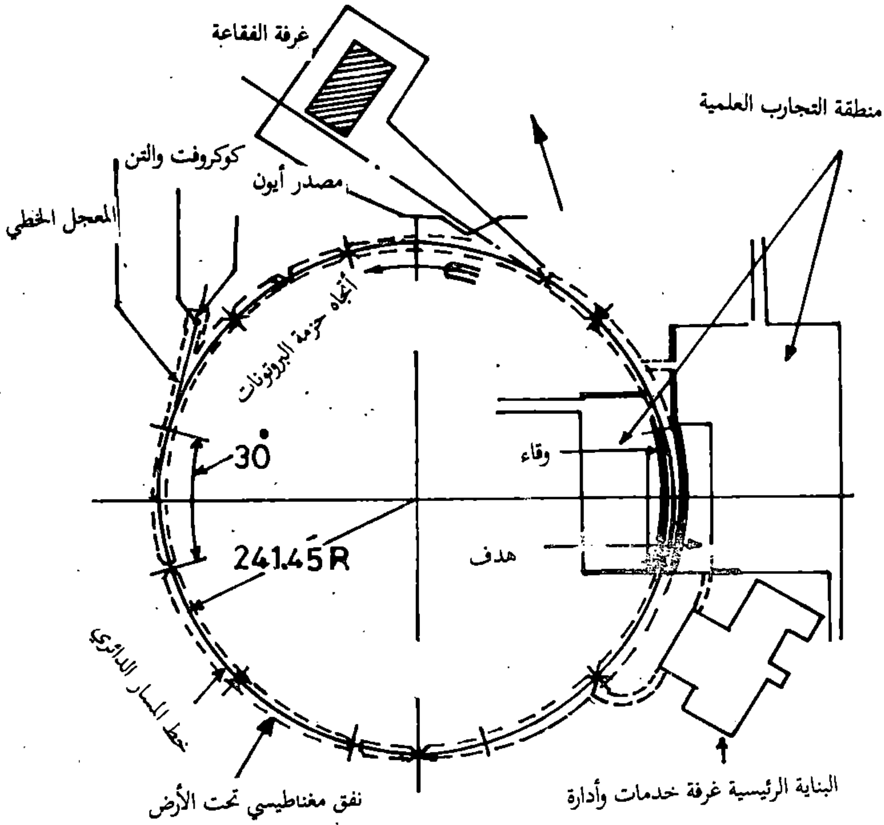
شكل (9-17) البروتون سنكروترون (الكوزمترون) في بروكهيفن

9.11 معجلات انحدار المجال المتناوب
(Alternating-gradient accelerators)

أن الفكرة التي أستند عليها معجل انحدار المجال المتناوب هو أستخدام مجال مغناطيسي ثابت تزداد شدته بصورة متناوبة. إن الغرض من أنشاء مثل هذا المعجل هو للوصول الى طاقات أعلى دون أستخدام أعداد من المغانط كبيرة الحجم ومكلفة السعر. ففي معجل انحدار المجال المتناوب، (AGS) أستخدمت سلسلة من المقاطع المغناطيسية ووضعت بشكل يجعل الزيادة في المجال المغناطيسي في أحد الجوانب أقوى منه في الجانب الأخر وهكذا تستمر العملية الى أن يصبح التأثير النهائي لهذه الزيادة المتناوبة أعطاء تمركز أقوى لمسار الجسيمات في الأنابيب. أن أول (AGS) بروتون سنكروترون بدأ العمل به كان في مركز أبحاث CERN عام 1952 حيث بدأ بالبروتونات معجلة من معجل خطي تصل طاقتها 50 MeV وانتهى بحزمة من البروتونات طاقتها 20 GeV. وفي عام 1960 تم أنشاء معجل أخر من نوع (AGS) في مختبرات بروكهيفن أنتج عنه بروتونات بطاقة تصل الى 30GeV. الشكل (9-18) يوضح مخططاً لهذا السنكروترون. حيث يبلغ قطرة قرابة نصف ميل ويحوي على 240 قطعة مغناطيس يبلغ وزنها جميعاً 60 طن. أما معجل (AGS) الموجود في سرباخوف (Serpukhov) بالأتحاد السوفيتي فتبلغ طاقة البروتونات فيه 70GeV وفي المختبر الوطني في باتافيا (Batavia) بالولأيات المتحدة فتبلغ طاقة البروتونات فيه 200GeV.

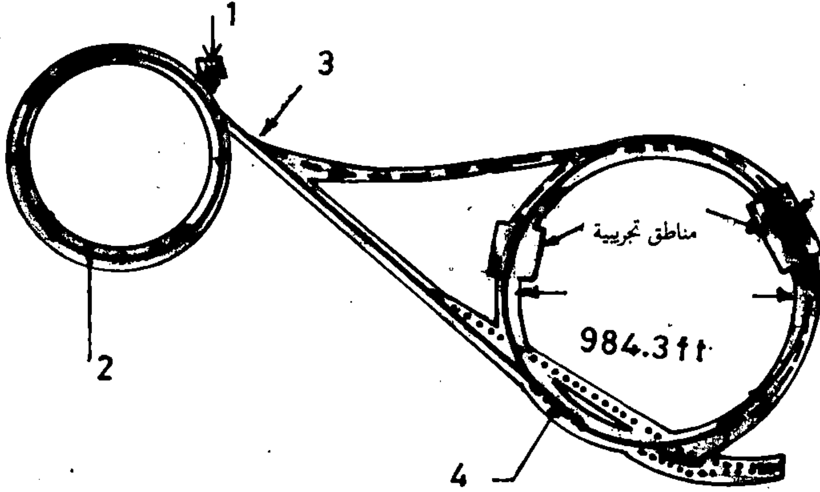
9.12 معجل الحزم المتصادمة Colliding beams accelerator

من خلال طموح الفيزيائين للوصول الى طاقات عالية، قام الباحثون والعلماء في مركز الأبحاث CERN بوضع فكرة عظيمة لأنشاء معجل قد تصل طاقته الى اكثر من 2000GeV. شكل (9-19) يوضح مخططاً لهذا المعجل حيث يمكننا تقسيم المراحل التي يتم بها التعجيل الى أربع مراحل. ففي المرحلة الأولى تستخدم بروترونات معجلة من قبل معجل خطي تبلغ طاقتها 50MeV. وفي المرحلة الثانية تعجل البروتونات المقذوفة من المعجل الخطي في بروتون سنكروترون حتى تصل



نموذج لمعجل انحدار المجال المتناوب (AGS) والموجود حالياً في المختبر الوطني في بروكهيفن.

طاقتها الى 28GeV ومن ثم تخرج على شكل حزمة طاقة البروتونات فيها 28GeV. وفي المرحلة الثالثة يتم وضع مغناطيس كبير وذلك لفصل حزمة البروتونات الى حزمتين حيث ترسل في أتجاهين مختلفين الى خندق مفرغ كما في شكل (19-9). أما في المرحلة الرابعة فتحاول قطع المغناطيس الموضوعة حول الخندق من جعل هاتين الحزمتين تدوران وتتعجلان خلال دائرة يبلغ قطرها ميلاً واحداً. اذ تلتقي الحزمتان في عدة نقاط مختلفة منتجة طاقة عالية تقدر بين 1500GeV الى 100000GeV.



شكل (9-19) مخطط لمعجل الحزم المتصادمة

1 ـــ بروتونات معجلة بواسطة معجلات خطية ولغاية 50MeV .

2 ـــ بروتونات معجلة بواسطة بروتون سنكترون لغاية 28GeV .

3 ـــ نقطة أنفصال حزمة البروتونات المعجلة في أتجاهين متعاكسين .

4 ـــ قطع مغناطيسية لتوجيه مسارات البروتونات .



الفصل العاشر

الجسيمات الاولية Elementary Particles

10.1 المقدمة

منذ القدم كانت هناك دائماً رغبة لدى الفيزياويين لايجاد قواعد في بناء مجاميع او صفوف (Building Blooks) تتألف منها المادة وكذلك القوى التي ... الاجزاء المختلفة من المادة. ولنتقدم الأن بأعطاء نبذة تأريخية مختصرة عن كيفية بدء العلم بأكتشاف المادة. في عام 1808 وضع دالتن Dalton النظرية الذرية للمادة على اعتبار ان الذرة هي اصغر جزء في المادة. بعد ذلك وفي عام 1900 بدأ العلماء يفكرون بما هو تحت الذرة وتركيب الذرة، حيث ساعدهم بذلك أكتشاف الالكترون عام 1897 من قبل ثومسن Thomson ، ومن ثم اكتشاف النيوترون من قبل جادوك (Chadwick) عام 1932. ففي بداية الثلاثينيات بدأ العلم يعرف اربع جسيمات اساسية فقط هي البروتون، الالكترون، النيوترون واخيراً الفوتون والذي يطلق عليه (كم الاشعاع الكهرومغناطيسي). هذه الجسيمات اطلق عليها في ذلك الوقت بالجسيمات الاولية او الاساسية (Elementary particles) . وبجهود علمية متواصلة تم اكتشاف عدد اخر من الجسيمات الاولية بلغ مجموعها 14 جسيمة اولية حتى عام 1947 . وبتقدم العلم وتطور الاجهزة وبناء المعجلات تم التوصل الى 32

جسيمة اولية حتى عام 1957 . ومنذ ذلك الوقت ولحد الأن لازال البحث مستمراً والاكتشافات زادت من عدد الجسيمات الاولية حيث يتضح انه لاتوجد نهاية لها كلما تطور العلم والتكنولوجيا ومنها (١) توفر المعجلات ذات الطاقات العالية (٢) الانواع الحديثة من الكواشف (٣) طرق تحليل النتائج وخاصة الحاسبات الالكترونية المتطورة . ونسأل الان ماهي الجسيمات الاولية؟ كان يطلق عليها سابقاً بالجسيمات الاولية لانها جسيمات منفردة غير مركبة مع بعضها ولاتحوي على جسيمات اخرى . لكن هذا التعريف لم يعد صحيحاً الان حيث ان عدداً من الجسيمات التي يطلق عليها بالجسيمات الاولية اظهرت انها مركبة البناء .

في هذا الفصل سنستعرض اولاً وبأختصار الظروف التي ادت الى اكتشاف مختلف الجسيمات الاولية ومن ثم تصنيفها واظهار خواصها ، ثم نتعرف على طبيعة القوى التي تربط هذه الجسيمات عندما تكون مع بعضها واخيراً سنستعرض الى النماذج النظرية التي ساعدت في اكتشاف العديد من هذه الجسيمات . اما القسم الاخير من هذا الفصل فسيعرض نبذة مختصرة عن الاشعاع الكوني وذلك لما له ارتباط بموضوع الجيسمات الاولية .

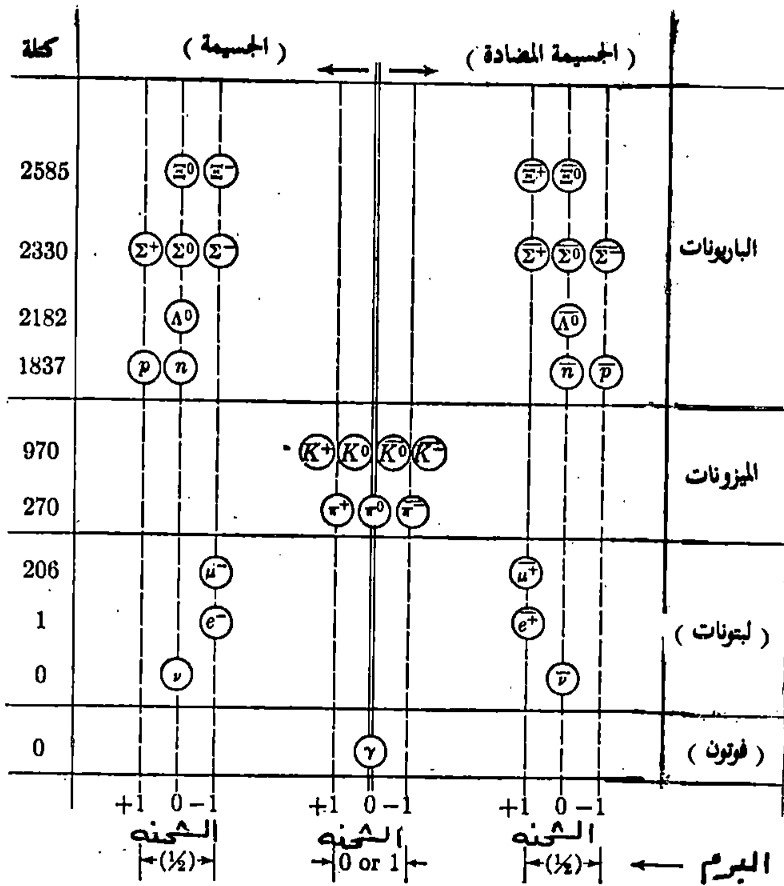
(10.2) كيفية توزيع اول 32 جسيمة اولية :

جدول (1-10) يعرض ال 32 جسيمة اولية والتي تم التعرف عليها حتى عام 1957 . ان جميع الجسيمات الموجودة بالجدول تم توقعها نظرياً ومن ثم اكتشافها عملياً قبل عام 1957 ماعدا جسيمات النيوترينو والنيوترنيو المضاد (ν_u) ,($\bar{\nu}_u$) . ان خواص هذه الجسيمات وكذلك طرق اكتشافها سوف نتكلم عنها فيما بعد بصورة مفصلة .

ان الجسيمات اعلاه تم تقسيمها الى اربع مجاميع :

(a) مجموعة الباريونات Baryons group

ان عدد هذه الجسيمات هو 16 جسيمة . جميعها لها كتلة سكون مساوية الى او اكبر من كتلة سكون البروتون [938 MeV »] .



جدول (1-10) ترتيب الجسيمات الاولية حتى عام 1957

ثمانية (8) جسيمات يطلق عليها الباريون وهم: البروتون (Proton) (P^+)، النيوترون (n°) (neutron)، لمدا (Λ°) (Lambda)، سكما موجب ($\overset{+}{\Sigma}$) (Sigma plus)، سكما متعادل (Σ°) (Sigma Zero)، سكما سالب (Σ^-) (Sigma Minus)، Xi المتعادل (Ξ°)، Xi سالب (Ξ^-).

كل جسيمة باريونية لها جسيمة مضادة يطلق عليها الباريون المضاد (antibaryons). اي ان هناك ثمانية باريونات مضادة كما هو في الجدول (10-1). (الجسيمة المضادة يمكن كتابتها بأن يوضع خط افقي فوق رمز الجسيمة وذلك للدلالة على الجسيمة المضادة) جدول (10-2) يوضح كذلك بعض خواص هذه الجسيمات مثل معدل العمر ونتائج الانحلال حيث يلاحظ ان معظم هذه الجسيمات غير مستقرة.

b) مجموعة الميزونات Mesons group

ان عدد الجسيمات في هذه المجموعة هو (7) سبعة جسيمات. بصورة عامة هي اخف من الباريونات، حيث تتراوح كتلة السكون (m_oC^2) فيها بين 130-500 MeV ثلاث من هذه الجسيمات يطلق عليها الباي ميزون (Pi mesons) وتتمثل بـ (π^+) الموجب (π^-) السالب و (π°) المتعادل. اما الاربع الاخرى فيطلق عليها الكاي ميزون (K-mesons) وتتمثل بـ ($K^+, K^-, K^\circ, \bar{K}_o$). جدول (10-2) يوضح ايضاً خواص هذه الجسيمات، حيث يلاحظ كذلك ان جميع هذه الجسيمات غير مستقرة.

(C) مجموعة اللبتونات Leptons group

تضم هذه المجموعة جسيمات يبلغ عددها ثماني (8). لها كتلة سكون اقل من تلك في الميزونات، حيث تتراوح كتلة السكون فيها بين o-130 MeV. اربع من هذه الجسيمات تمثل اللبتونات (Leptons) وهي الالكترون (e^-) (electron)، الميوميزون السالب (Mu-Minus Meson) (μ^-)، الكترون نيوترينو ($V^\circ e$)، وميون نيوترينو ($V^\circ\mu$). كذلك هناك اربع جسيمات تمثل اللبتونات المضادة وهي e^+, μ^+, V°_e, V°_u على التوالي جدول (10-2) يوضح خواص هذه الجسيمات.

جدول (2-10) خواص اول 32 جسيمة اولية

		الجسيمة	الجسيمة المضادة	كتلة السكون	البرم	عمر النصف	نتائج الانحلال
الباريونات	Xi	Ξ^-	$\overline{\Xi}^+$	1318.4	$\frac{1}{2}$	1.3×10^{-10}	$\Lambda^0 + \pi^-$
		Ξ^0	$\overline{\Xi}^0$	1311	$\frac{1}{2}$	1.5×10^{-10}	
	Sigma	Σ^-	$\overline{\Sigma}^+$	1196	$\frac{1}{2}$	1.6×10^{-10}	$p + \pi^0, n + \pi^+$
		Σ^0	$\overline{\Sigma}^0$	1191.5	$\frac{1}{2}$	$<0.1 \times 10^{-10}$	$n + \pi^-$
		Σ^+	$\overline{\Sigma}^-$	1189.4	$\frac{1}{2}$	0.8×10^{-10}	$\Lambda^0 + \gamma$
	Lambda	Λ^0	$\overline{\Lambda}^0$	1115.4	$\frac{1}{2}$	2.5×10^{-10}	$p + \pi^-, n + \pi^0$
	Neutron	n^0	$\overline{n}^0$	939.5	$\frac{1}{2}$	932 ± 14	$p + e^- + \overline{\nu}_e$
	Proton	p	$\overline{p}^-$	938.2	$\frac{1}{2}$	Stable	
الميزونات	K meson	K^0	$\overline{K}^0$	497.8	0	6×10^{-8}, 1×10^{-8}	
		K^+	$\overline{K}^-$	494	0	1.2×10^{-8}	$\mu^+ + \nu, \pi^+ + \pi^0, \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$, $\pi^+ + \pi^0 + \pi^0, \mu^+ + \nu + \pi^0, e^+ + \nu + \pi^0$
		K_1^0			0		$\pi^+ + \pi^-, \pi^0 + \pi^0, \pi^- + e^- + \overline{\nu}$,
		K_2^0			0		$\pi^- + e^+ + \nu, \pi^+ + \mu^- + \overline{\nu}$ $\pi^- + \mu^+ + \nu, \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, $\pi^0 + \pi^0 + \pi^0$
	Pion	π^+	π^-	139.6	0	2.6×10^{-8}	$\mu^+ + \nu_\mu$
		π^0	π^0	135	0	2.3×10^{-16}	$\gamma + \gamma$
اللبتونات	Muon	μ^-	μ^+	105.66	$\frac{1}{2}$	2.2×10^{-6}	$e^- + \nu_\mu + \overline{\nu}_e$
	Electron	e^-	e^+	0.51	$\frac{1}{2}$	Stable	
	Neutrino	ν_e	$\overline{\nu}_e$	0	$\frac{1}{2}$	Stable	
		ν_μ	$\overline{\nu}_\mu$	0	$\frac{1}{2}$	Stable	
الفوتون	Photon	γ	γ	0	1	Stable	

(d) الفوتون Photon

الفوتون كما نعرفه عبارة عن « كم » الاشعاع الكهرومغناطيسي وهو ذو كتلة سكون مساوية الى صفر. الفوتون نفسه يمثل الجسيمة المضادة حيث له مواصفات خاصة به.

ان تقسيم الجسيمات الاولية الى مجاميع اربع اعتمد بالاساس على القوى التي بواسطتها تتعامل هذه الجسيمات مع بعضها البعض او مع جسيمات اخر.

(10.3) اكتشاف الجسيمات الاولية :

سوف نستعرض الان نبذة تأريخية عن اكتشاف الجسيمات الاولية والشروط التجريبية التي ساعدت على ذلك :

اولاً : الالكترون، الفوتون، النيوترون والبروتون (e^-, γ, n, p) :

في الثلاثينات كانت اربع جسيمات فقط معروفة وهي الالكترون، الفوتون، النيوترون والبروتون. فالالكترون تم اكتشافه من قبل ثومسن J. Thamsom عام 1897 حيث يمتلك كتلة سكون تبلغ 0.51 MeV، ووحدة الشحنة السالبة وبرم (1/2). البروتون تم اكتشافه من قبل رذرفورد E.Rutherford عام 1919 حيث له كتلة سكون تبلغ 938 MeV، ووحدة الشحنة الموجبة وبرم (1/2). اما اكتشاف النيوترون فقد كان من قبل جادويك Chadwick عام 1932. حيث حول هذا الاكتشاف الى مفهوم تركيب النواة وكون نموذج « البروتون — نيوترون » للذرة. كتلة سكون النيوترون اكبر من كتلة البروتون بمقدار (1.5 MeV)، ليس له شحنة (متعادل)، وبرم (1/2).

الالكترون والبروتون هما جسيمتان مستقرتان. النيوترون، اذا كان موجوداً داخل النواة فهو مستقر ايضاً، اما اذا وجد بصورة طليقة فهو غير مستقر وينحل بعمر نصف قدره 15.5 دقيقة الى بروتون والكترون ولنيوترينو مضاد ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$). في عام 1904 برهن انشتاين Einstein على وجود

الفوتون والذي اعتبر كما اسلفنا سابقاً « بكم » الاشعاع الكهرومغناطيسي. حيث ان الفوتون جسيم منستقر، له كتلة سكون مساوية الى صفر وبرم (1).

ثانياً: البوزترون (e^+) Positron

وكما تم شرحه في الفصل الثامن، فأن البوزترون اقترح نظرياً من قبل ديراك (Dirac) واكتشف عملياً من قبل اندرسون (Anderson) عام (1932) وذلك من خلال صورة التقطت لغرفة السحاب (cloud Chamber)، حيث شاهد زوج من « الالكترون ـــ بوزترون ». للبوزترون خواصاً مشابهة لخواص الالكترون وذلك من حيث الكتلة والبرم. ماعدا شحنته موجبة. البوزترون في غياب الالكترون يكون مستقراً، لكن عند ترابطهما فأن الالكترون والبوزترون يندثران (annihilates) وتظهر فوتونات بطاقة 0.51 MeV. لذا فأن البوزترون هو الجسيمة المضادة للالكترون.

ثالثاً: النيوترينو والنيوترينو المضاد المرافق للالكترون. ($V_e, \overline{V}_e$)

في عام 1930 قدم باولي (W,Pauli) هذه الجسيمات وذلك لتفسير حفظ الزخم الخطي، الزخم الزاوي والطاقة في انحلال جسيمات بيتا بعدها تم استخدامها من قبل فرمي E. Fermi عام 1934 وذلك لتكوين نظرية جسيمات بيتا بصورة ناجحة. هذه الجسيمات تشارك في انحلال جسيمات بيتا حسب المعادلات التالية:

$$n \xrightarrow[\beta^-]{\text{انحلال}} p + e^- + \overline{V}_e$$

$$p \xrightarrow[\beta^+]{\text{انحلال}} n + e^+ + V_e \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10\text{-}1)$$

$$p + e^- \xrightarrow[\text{الالكترون}]{\text{مسك}} n + V_e$$

من خواص هذه الجسيمات، ان لها كتلة سكون مساوية الى صفر، ليس لها شحنة وتملك برماً قدره (1/2). تم التأكد من وجود هاتين الجسيمتين عملياً وذلك عام 1957 من قبل رينز فردريك (F.Reines) وكلايد كاوان (Clyde Cowan) ومن خلال التفاعل التالي: ($P^+ + \bar{V}\ e \rightarrow n^\circ + \beta^+$) (تم شرح ذلك في فصل سابق).

رابعاً: الميوميزون (μ^-, μ^+)، النيوترينو والنيوترينو المضاد المرافق للميون ($V_u, \bar{V}_u$)

وضع ياكاوا Yukawa عام (1935)، مستخدماً اقتراح هايزنبرك فرضية القوة النووية بين نويتين وقد عبر عن هذه القوة، كما قلنا سابقاً في الفصل الثاني، بوجود جسيمة خيالية من نوع جديد اطلق عليها الميزون. حتى نهاية الاربعينات، كان المصدر الوحيد للجسيمات ذات الطاقة العالية هو الاشعة الكونية (Cosmic rays) (والتي سوف نتكلم عنها في نهاية الفصل). وبأختصار الاشعة الكونية تتكون من مركبتين يطلق على الاولى بالمركبة الضعيفة (Soft Components) والتي تحوي على الالكترونات والبوزترونات والثانية بالمركبة القوية (hard Components) والتي تحوي على الميزونات والجسيمات الاخرى. عدد كبير من الباحثين ساهم في دراسة الاشعاع الكوني مستخدمين طرقاً مختلفة واجهزة مختلفة، ومن خلال بحوثهم تم العثور على جسيمات لها قابلية تأيين اقل من البروتونات، ومن خلال البحث ايضاً تم التعرف على شحنة هذه الجسيمات فهي اما ان تكون موجبة (وحدة الشحنة الموجبة) او سالبة (وحدة الشحنة السالبة) وكتلتها مساوية الى ($207\ m_e$) تقريباً. في البداية اطلق على هذه الجسيمات بالميزونات لكن عند اكتشاف الباي ميزون (Pi-Meson) اطلق عليها الميوميزون (mu-meson) او الميونات (Muons) وهي (μ^-, μ^+).

الميونات جسيمات غير مستقرة فهي تنحل بمعدل زمني قدره 2.2×10^{-6} ثانية. احد نواتج هذا الانحلال هو الالكترون حيث تتراوح طاقته بين (9-55 MeV)، وهذا معناه ان انحلال جسيمات الميون من نوع الانحلال الى ثلاث جسيمات (3-body decay)



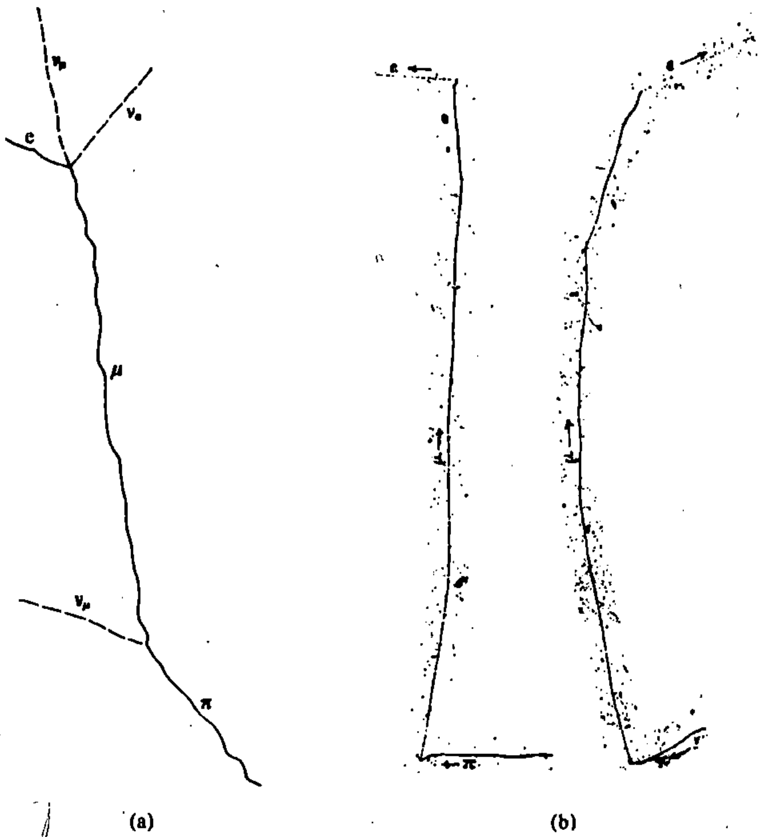
$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + V_u + V_e \quad \text{..................(10-2)}$$

يلاحظ من المعادلة اعلاه بأن النيوترينو V_u يعود الى نوع الميزون اما النيوترينو المضاد فأنه يعود الى نوع الالكترون. فأذا اجتمع النيوترينو والنيوترينو المضاد من نفس النوع، اي ان، $(V_u, \overline{V}_u), (V_e, \overline{V}_e)$ لحدثت عملية الفناء وانتاج اشعة كاما. كتل كل من $\overline{V}_u, V_u$ مساوية الى صفر تقريباً،ان جميع الجسيمات مثل $(\mu^-, \mu^+), (e^+, e^-), (\overline{V}_e, V_e), (\overline{V}_u, V_u)$ لها برم (1/2) وتنتمي كما قلنا سابقاً الى عائلة اللبتون (Leptons).

خامساً: الباي ميزون (Pi-mesons) : $(\pi^+, \pi^-, \pi^\circ)$

وسوف نتطرق الان الى احدى الجسيمات المهمة وهي من مجموعة الميزونات ويطلق عليها الباي ميزون. في عام 1947 قام عدد من الباحثين امثال C Powell, Occhialini, C Lattes بتعريض صفائح من مستحلب نووي الى الاشعة الكونية وذلك في ارتفاعات عالية، حيث تم الحصول على مسارات من النوع الموجود في شكل (1-10). وبعد دراسة هذه الاشكال اتضح ان معدل زيادة كثافة النشاط الموجودة على مسار الجسيمة في القسم الاول هو جسيمة مشحونة كتلتها اكبر من كتلة الالكترون بمئات المرات. وان هذه الجسيمة تنحل الى جسيمة اخرى مشحونة كتلتها ايضاً اكبر من كتلة الالكترون بمئات المرات، بعدها تنحل الجسيمة الثانية الى الالكترون. لقد تم التوضيح بعد ذلك بأن الجسيمة الاولى هي الباي ميزون او البايون (Pi-meson) اما الثانية فهي الميوميزون او الميون والذي تكلمنا عنه قبل قليل.

الباي ميزون هي نفس الجسيمة التي اقترحت من قبل ياكاوا Yukaua عام 1935 وذلك لتفسير القوة النووية. وهي عادة تظهر بثلاثة اشكال الموجب (π^+)، السالب (π^-) والمتعادل (π°). كتل السكون الى π^+, π^- هي $273 m_e$ و π° هي $265\ M_e$. اما قيمة البرم لجميع الباي ميزون فهو صفر. ان انحلال البايون المشحونة $(\pi^\pm)$ يكون الى الميون $(\mu^\pm)$، وبما انه لايقذف اي فوتون من هذا الانحلال كجسيم ثانٍ فقد اقترح ولحفظ الزخم والطاقة ان تقذف جسيمة اخرى في نفس وقت انحلال البايون. عرفت هذه الجسيمة بعد ذلك بالنيوترينو. اذن عمليات الانحلال يمكن تمثيلها كما يلي:



شكل (10-1) الانحلال المتعاقب للبايون والميون (II ← u ← e) (a) مخطط للانحلال ، (b) صورة لمسارات الجسيمات .

$$\Pi^+ \rightarrow \mu^+ + V_u$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + V_u + \overline{V}_e$$

$$\Pi^- \rightarrow u^- + V^-_u \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10\text{-}3)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + V_e + \overline{V}_u$$

$$\Pi^\circ \rightarrow \gamma + \gamma$$

في عام 1950 قام عدد من الباحثين من جامعة كالفورنيا بأنتاج البايونات ايضاً وذلك من خلال قصف هدف الهايدروجين او البرليوم beryllium بأشعة سينية طاقتها 380 MeV مؤخوذة من سنكروترون ، وكما يلي :



$$hV + p \rightarrow \pi^{\circ} + p$$
$$hV + p \rightarrow \pi^{+} + n \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10\text{-}4)$$
$$hV + n \rightarrow \pi^{-} + p$$

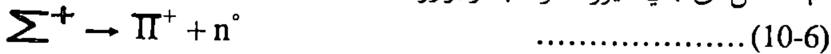
10.4 الجسيمات الغريبة Strange Particles

ان جميع الجسيمات التي سوف يتم عرضها بعد قليل تقع ضمن مجموعة الباريونات ماعدا الـ (K-mesons) فهو يقع ضمن مجموعة الميزونات. ففي عام 1947 ومن خلال التجارب التي كانت تجري في مختبرات الاشعة الكونية بجامعة مانشستر تعرف كل من روجستر G-Rochester وبتلر C.Butler على جسيمات لها خواص غير مألوفة وذلك في غرفة الغيوم. فقد كانت هذه الجسيمات مع مجموعة اخرى من جسيمات ناتجة من تفاعل الاشعة الكونية مع صفائح الرصاص الموضوعة في غرفة الغيوم. هذه الجسيمات كانت تشبه الحرف (V) لذا اطلق عليها جسيمات (V). الشكل (10-2) يعرض صوراً لمسارات مثل هذه الجسيمات، الصورة الاولى تعود الى جسيمة متعادلة بحيث لايوجد لها اي اثر لمسار فوق صفائح الرصاص لكنها تنحل مباشرة الى جسيمتين مشحونتين. اطلق على هذه الجسيمة المتعادلة بجسيمة « لمدا » (Lambde particle)، ووجد انها تنحل الى بروتون وباي ميزون سالب



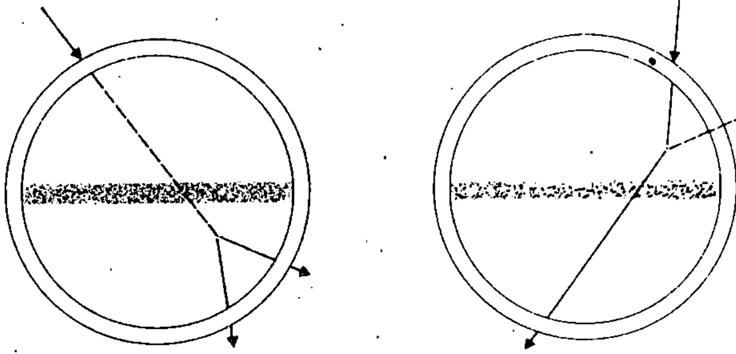
$$\Lambda^{\circ} \rightarrow P^{+} + \pi^{-} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10\text{-}5)$$

اما الصورة الثانية من شكل (10-2) فتعود الى جسيمة مشحونة غير معروفة، قد تنحل الى جسيمة اخرى مشحونة زائداً جسيمة متعادلة. اطلق على هذه الجسيمة بجسيمة « سكما الموجبة » (Positive Sigme particle)، ووجد انها تنحل الى باي ميزون موجب ونيوترون

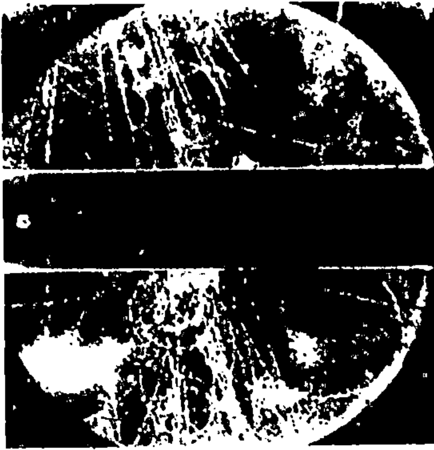


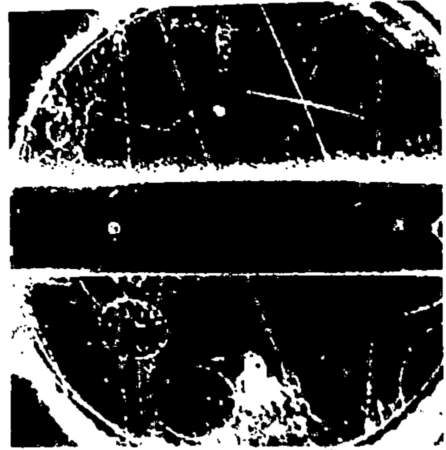
$$\Sigma^{+} \rightarrow \pi^{+} + n^{\circ} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10\text{-}6)$$

هناك، بحوث وتحريات متعددة ادت الى اكتشاف عدد كبير من الجسيمات الجديدة. هذه الجسيمات صنفت الى الى مجموعتين نسبة الى كتلهم. المجموعة الاولى: يطلق عليها الهايبرونات (Hyprons) وهي جسيمات لها كتلة اكبر من كتلة البروتون مثل « لمدا» (lambda) (Λ°)، سكما (sigma) (Σ° ،



(a)





(b)

شكل (10-2) (a) مخطط لانحلال جسيمة لمدا ($\Lambda^{\circ} \rightarrow P^{+} + \Pi^{-}$) وجسيمة سكما ($\Sigma^{+} \rightarrow n + \Pi^{+}$) (b) صورة غرفة السحاب للحديثين اعلاه

Σ^{-} ، Σ^{+}) ، Xi الموجبة والمتعادلة (Ξ° ، Ξ^{-}) والجسيمات المضادة لجميع الجسيمات اعلاه (anti-hyprons) اما المجموعة الثانية: فيطلق عليها الميزونات الثقيلة (Heavy mesons) وهي جسيمات اثقل من الباي ميزون واخف من البروتون مثل (K-mesons) وتعرف باربعة انواع K° , K^{-} , K^{+} , $\overline{K_{o}}$. الان وقبل التحدث عن هذه المجاميع وطرق اكتشافها وخواصها سوف نسأل السؤال التالي. لماذا اطلق على هذه الجسيمات بالجسيمات الغريبة؟.

كما اوضحنا سابقاً ان جميع هذه الجسيمات هي جسيمات غير مستقرة وتنحل الى جسيمات اخرى، وقد لوحظ ان زمن انحلال هذه الجسيمات له خاصية معينة، فأستناداً للنظرية، نتوقع ان يكون زمن انحلال هذه الجسيمات في حدود 10^{-23} ثانية والسبب هو انها تكونت بواسطة التفاعلات النووية الشديدة (Strong interaction). لكن ظهر عملياً ان زمن انحلالها بين 10^{-8} الى 10^{-10} ثانية. وهو حدود الجسيمات المتكونة بواسطة التفاعلات الضعيفة (weak interaction) [التفاعل الضعيف ـــ القوة التي تسيطر على تكوين وانحلال مجموعة اللبتون].

وبصورة عامة تتكون هذه الجسيمات بواسطة التفاعلات الشديدة لكنها تنحل بواسطة التفاعلات الضعيفة، اذن فهي تعيش 10^5 بليون مرة اطول مما يجب ان تكون عليه. أن الجسيمات التي تتكون بواسطة التفاعلات الشديدة يجب ان تنحل بواسطة التفاعلات الشديدة، لهذا السبب اطلق عليها بالجسيمات الغريبة.

ولتفسير هذه الظاهرة قدم بيز (A.Pais) ومجموعة من الباحثين فرضية اطلق عليها « التكوين المشترك » (associated production). حيث تنص هذه الفرضية على ان هناك اكثر من جسيمة تتولد في وقت التكوين بواسطة التفاعل الشديد مثل (جسيم K وجسيم $\overline{K}$) او (جسيم K والهايبرون). ان احتمال ظهور احدى هذه الجسيمات بعد التكوين مباشرة وقبل ان تنحل قليل جداً. لذا فأن الجسيمة الغريبة الاخرى والمتكونة بواسطة التفاعل الشديد ليس لها طاقة كافية للأنحلال بواسطة تفاعل شديد. وهذا يفسر التناقض الحاصل بين النظرية والنتائج العملية التي قسمت الانحلال على اساس التفاعل الضعيف كون زمن انحلالها اطول مما هو متوقع وكما ذكرنا اعلاه.

اما الان فسوف نستعرض خواص وطرق اكتشاف هذه الجسيمات بصورة مفصلة.

اولاً : الكاي ميزون K-mesons ($K^+, K^-, K^\circ, \overline{K}^\circ$)

اول من اكتشف الكاي ميزون المشحون كان C.Powell وذلك في عام 1949. حيث اوضحت الصورة المؤخوذة من المستحلب النووي مسارات انحلال الكاي ميزون. ينحل الكاي ميزون الى ثلاثة بايونات وكما يلي :

$$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm'} + \pi^{\pm} + \pi^{\mp} \qquad \text{.................(10-7)}$$

K^+ (الكايون الموجب)، K^- (الكايون السالب) تكون كتلتاهما مساوية الى ($964\ m_e$) تقريباً وكذلك برمهما مساوياً الى صفر وان معدل العمر هو بحدود 10^{-8} ثانية . اما الكايون المتعادل (K°) فهو يمتاز بصفة وهي ان له جسيمة مضادة ($\overline{K}^\circ$) ليست مماثلة له في الخواص. والسبب في عدم التماثل او الاختلاف درس من قبل Gell-mann كلمان وباز Pais ، حيث ان كلا $\overline{K}^\circ , K^\circ$ يتألفان من خليط مختلف من جسيمات اخرى هي K°_1 , K°_2 ، K°_1 تنحل بعد زمن 1×10^{-10} ثانية و K°_2 تنحل بعد زمن 6×10^{-8} ثانية .

ثانياً : الهايبرونات Hyprons :

كما اسلفنا سابقاً تمثل هذه المجموعة الجسيمات التالية لمدا (Λ°)، سكما (Σ^- ، Σ^+) و Xi (Ξ^- ، Ξ°) حيث ان هذه الجسيمات اساساً اكتشفت من خلال التجارب التي اجريت في الاشعة الكونية وعرفت بصورة اكيدة في عام 1956 وذلك بعد ان وضع كل من كلمان M.Gell-Mann ونشجاما K.Nishijima بصورة منفردة نظريتهما حول هذه الجسيمات . ان خواص هذه الجسيمات موضحة في الجدول (10-2) ، حيث يلاحظ من خلال الجدول ان جميع الهايبرونات هي اثقل من النوّيات (Nucleons) (البروتون او النيوترون)، ماعدا Xi(Ξ^-) فهي اثقل جسيمة في هذه المجموعة حيث تبلغ كتلتها ($258m_e$) تقريباً .

جسيمات الـ Xi يطلق عليها ايضاً بالجسيمات المتسلسلة او المتعاقبة (Cascade particles) لانها تمر بعدد من الانحلالات قبل ان تستقر . ان جميع الهايبرونات تملك برماً مساوياً الى (1/2) وجميعها كما قلنا سابقاً انها جسيمات غريبة ، وهذه معناه انها تنحل بتفاعل ضعيف فيما عدا جسيمة Σ° فهي تنحل ايضاً بواسطة التفاعل الكهرومغناطيسي وكما يلي : ($\Sigma^\circ \rightarrow \Lambda^\circ + \gamma$).

لقد تم انتاج هذه الجسيمات مختبرياً وذلك بأستخدام معجلات ذات طاقات عالية . فجسيمة « لمدا » مثلاً هي اول جسيمة انتجت عام 1953 من قبل فاولر Fouler ، ومجموعة من الباحثين في هذه التجربة تم اسقاط حزمة من جسيمات

الباي ميزون السالب طاقتها 1.5GeV على هدف يمثل غرفة غيوم حاوية على الهايدروجين تحت ضغط 18 جو فحصل التعامل التالي :



$$\pi^- + P \rightarrow \Lambda^\circ + K^\circ \qquad \text{......(10-8)}$$

Λ° المتولدة من التعامل اعلاه تستطيع ان تقطع مسافة (0.65cm) داخل الغرفة قبل ان تنحل الى البايون السالب π^- والبروتون



$$\Lambda^\circ \rightarrow P + \pi^- \qquad \text{......(10-9)}$$

وبالمثل، وبأستخدام حزمة من الباي ميزون الموجب تمكنوا من انتاج جسيمة سكما (Σ) من التعامل التالي :



$$\pi^+ + P \rightarrow \Sigma^+ + K^+ \qquad \text{......(10-10)}$$

10.5 الجسيمات المضادة antiparticles

كما اشرنا سابقاً، ومن خلال شرحنا للمجاميع الاربع، ان لكل جسيمة ــ جسيمة مضادة لاتختلف عنها بالخواص كثيراً. نسبة الى نظرية ديراك (Dirae) حول الجسيمة المضادة فأننا سوف نتكلم اولاً عن النويات المضادة (antinucleons) وبعد ذلك سوف نتكلم عن الهايبرونات المضادة (antihyprons) .

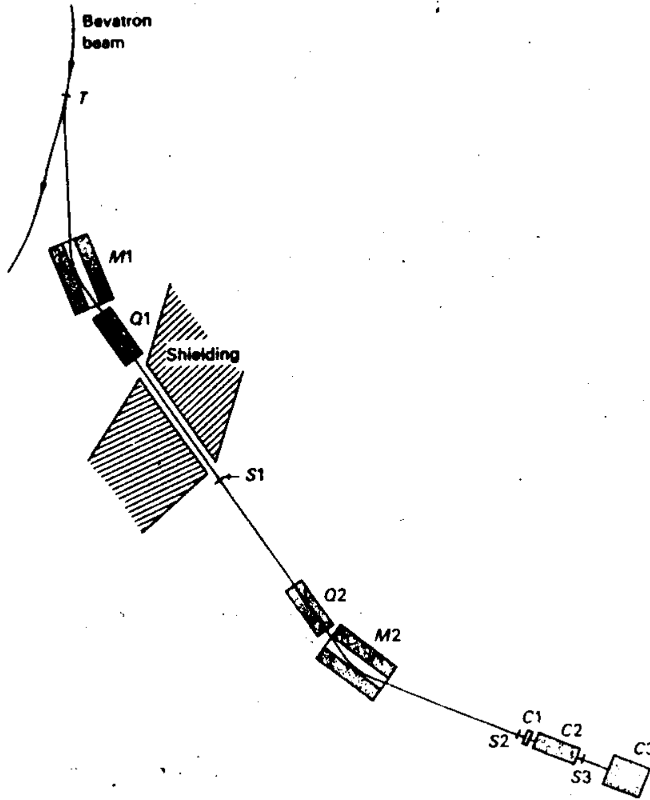
فبالنسبة للنويات المضادة، نبدأ بالبروتون الذي له جسيمة مضادة (antiproton) لها نفس كتلة وبرم البروتون، عدا ان شحنتها سالبة وبذلك يكون العزم المغناطيسي لها معاكساً للعزم المغناطيسي للبروتون. البروتون المضاد يكون مستقراً، وعندما يرتبط مع البروتون يحصل لهما الفناء (annihilation) .

لقد استمر البحث عن البروتون المضاد سنوات طويلة. ففي عام 1955 استخدام العالم جمبرلن a Chamberlain وعدد من الباحثين حزمة من البروتونات طاقتها 6GeV من معجل bevatron في جامعة كاليفورنيا للحصول على البروتون المضاد وذلك من تصادم بروتون مع بروتون



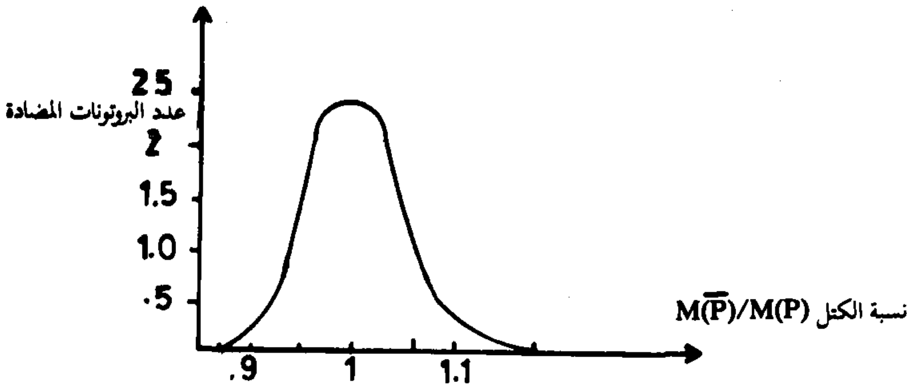
$$P + P \rightarrow P^+ + P^+ + P^+ + \overline{P}^- \qquad \text{......(10-11)}$$

الشكل (10-3) يوضح مخططاً للتجربة المستخدمة من قبل المجموعة لانتاج البروتون المضاد. فعندما تصطدم البروتونات المعجلة مع بروتونات الهدف يتولد عدد كبير من الجسيمات، فمثلاً هناك لكل زوج من البروتون ـــ والبروتون المضاد المتولد، (100.000) ميزون تقريباً يتولد في نفس الوقت. التجربة اعلاه تحوي على عدد من المغانط (M) وعدادات وميضية (S) وعدادات شرنكوف (C) وذلك لعد وقياس الجسيمات المختلفة من حيث كتل السكون، الشحنة، والطاقات الحركية.



شكل (10-3) مخطط التجربة المستخدمة لانتاج البروتون المضاد

الشكل (10-4) يوضح نتائج التجربة. البروتون المضاد يظهر في الموقع الصحيح على مقياس الكتلة.



شكل (4-10) يوضح نتائج تجربة البروتون المضاد حيث تظهر القمة في الموقع الصحيح على مقياس الكتلة.

اما النيوترون المضاد ($\bar{n}$) (antineutron) فأن من الصعوبة الكشف عليه لانه لايمتلك شحنة. لكن عند اصطدامه مع النيوترون يحصل لهما الفناء، ويكونان مسارات يمكن الكشف عنها في غرفة الفقاعة (Bubble chubes) بسهولة. من خواص النيوترون المضاد هي انحلاله عندما يكون طليقاً، حيث ينبعث بوزترون (e^+) في نفس زمن انحلال النيوترون.

اما بالنسبة للهايبرونات المضادة فأننا سوف نتطرق فقط الى جسيمتين وهما Xi المضاد (الموجب) (antiXi Pluse) ($\bar{\Xi}^+$) ,Xi المضاد (المتعادل) (anti Xi Zero) ($\bar{\Xi}^0$). اما البقية فأنها موجودة ايضاً في جدول (1-10) ,(2-10).

Xi المضاد (الموجب) ($\bar{\Xi}^+$) عبارة عن الجسيمة المضادة الى (Ξ^-)، حيث اكتشفت هذه في عام 1962 وفي تجربة استخدم بها معجل بروتونات طاقتها 30GeV (معجل بروكهيفن في الولايات المتحدة، و CERN في سويسرا). فعندما يصطدم بروتون مضاد سريع مع بروتون اخر فأنه يكون الجسيمة Xi المضادة الموجبة مع Xi السالب وكما يلي.



$$P^- + P \rightarrow \Xi^- + \bar{\Xi}^+ \quad \text{.................. (10-12)}$$

ان عملية انحلال جسيم Xi المضاد (الموجب) تكون سريعة جداً (واحد من بليون من الثانية)، حيث ينحل الى جسيمة لمدا المضادة ($\bar{\Lambda}^0$) و

البايون ($\bar{\Pi}$) والتي بدورها ينحلان الى جسيمات اخرى. ان الشكل (10-5) يوضح طبيعة هذا الانحلال.

لذا فأن ناتج تفاعل البروتونات المضادة مع البروتونات يتم التعريف عليها مباشرة من خلال نواتج انحلالها. ان جميع الجسيمات التي اكتشفت حتى اواخر الخمسينات تم عرضها في جدول (10-1) وجدول (10-2) حيث ان هذه الجسيمات صنفت، كما ذكرنا سابقاً، الى اربع مجاميع رئيسية، لقد كان الاعتقاد في ذلك الوقت سائداً بأن تم اكتشاف جميع الجسيمات الاولية، لكن بعد فترة من الزمن ظهر صنف جديد من الجسيمات سوف نشرحه بعد قليل زاد من الامل في اكتشاف عدد اخر من الجسيمات.

10.6 التفاعلات الاساسية وقوانين الحفظ
Basic interactions and Conservation laws

ان تصنيف الجسيمات الاولية الاثنين والثلاثين الى اربع مجاميع اعتمد بالاساس على قوانين الحفظ التي سوف نتطرق لها فيما بعد. ان عملية التكوين والانحلال لاي جسيمة سببه قوة معينة، ونحن نعلم ان هناك اربع قوى بالطبيعة تسيطر على معظم الظواهر الفيزياوية ومنها عملية التكوين والانحلال للجسيمات الاولية. الجدول (10-3) يوضح خواص القوى الاربعة

اولاً: التفاعلات النووية الشديدة Strong nuclear interactions

يطلق عليها ايضاً بالتفاعلات النووية او القوى النووية. وهي قوة قوية جداً ذات مدى قصير (تقريباً 10^{-13} سم) ومسؤولة عن ربط المادة النووية (النويات) مع بعضها. وكذلك هي المسؤولة عن تكوين الباريونات والكاي ميزون (K) والجسيمات الغريبة. تطلق كلمة الشدة على هذه التفاعلات وذلك لان زمن التعامل (reaction time) (الوقت اللازم لتفاعل جسيمتين او شعورهما بالتفاعل) صغير جداً تقريباً 10^{-23} ثانية. كذلك فأن اسم الهايدرون (Hadrons) اطلق على جميع الجسيمات بدون استثناء والتي تظهر بما يعرف بالجسيمات ذات التفاعلات الشديدة.

الجدول (3-10) يوضح خواص القوى الاربعة.

نوع التفاعلات Interactions	الشدة النسبية Relative strength	المدى Range	زمن التعامل Reaction time
التفاعلات النووية الشديدة	1	تقريباً 10^{-13} سم	10^{-23} ثانية
التفاعلات الكهرومغناطيسية	$10^{-2} \sim (1/137)$		10^{-21} ثانية
التفاعلات الضعيفة	تقريباً 10^{-13}	تقريباً صفر	10^{-8} ثانية
تفاعلات التجاذبة	تقريباً 10^{-39}		—

ثانياً : التفاعلات الكهرومغناطيسية Electromagnatic interaction

القوى الكهرومغناطيسية والتي شدتها 10^{-2} من شدة القوة النووية تؤثر بين جسيمتين مشحونتين. القوة الكهرومغناطيسية هي نتيجة الانبعاث والامتصاص الحقيقي للفوتونات من قبل الجسيمات المشحونة، ويمكن تمثيلها بين الكترونين وذلك من خلال انتقال الفوتون بينهما وكما يلي ($e \rightarrow e+\gamma$) في هذا التفاعل الشحنة محفوظة.

ان للفوتونات كتلة سكون مساوية الى صفر، وبذلك يكون مدى هذه

القوة غير محدود . والوقت اللازم للتفاعل تقريباً 10^{-21} ثانية . القوة الكهرومغناطيسية مسؤولة عن ربط الالكترونات بالذرة وتكوين الجزيئات .

ثالثاً : التفاعلات الضعيفة Weak interaction

شدة القوى الضعيفة هي فقط 10^{-13} من شدة القوى النووية او التفاعلات الشديدة . ومدى هذه القوى صفراً تقريباً ، وهي التي تتحكم بخواص اللبتونات وكذلك المسؤولة عن انحلال جسيمات بيتا وكل الجسيمات الاولية الثقيلة ماعدا Σ° , π° حيث ينحلان ضمن التفاعلات الشديدة .

رابعاً : تفاعلات التجاذب Gravitational Interaction

القوى التجاذبية هي اضعف القوى الاربع ، حيث تبلغ شدتها 10^{-39} من شدة القوة النووية او التفاعلات الشديدة . وهي قوى تجاذبية وتأثيرها يكون واضحاً بين الكتل الكبيرة كالاجرام السماوية وغيرها .

ان تصنيف الاثنين والثلاثين جسيمة اولية الى اربع مجاميع (الباريون ، الميزون ، اللبتون والفوتون) لايعني بأن كل مجموعة تتمثل بنوع خاص من التفاعلات اعلاه . فمثلاً البروتون عندما يكون داخل النواة فأنه مربوط تأثير القوة النووية (التفاعلات الشديدة) . لكن بسبب الشحنة التي يحملها فأنه يقوم بالتفاعل الكهرومغناطيسي عندما يكون طليقاً .

10.7 قوانين الحفظ Conservation Laws

دراسة خواص الجسيمات الاولية بالاضافة الى تطبيقات قوانين الحفظ كانت بصورة عامة مفيدة ومساعدة في تجميع وتسمية جسيمات اخرى سوف نتطرق لها فيما بعد .

نحن نعلم ان جميع التفاعلات الاربعة سواء الشديدة او الضعيف او تخضع لقوانين حفظ الزخم الخطي ، الزخم الزاوي وحفظ الطاقة . اما الان

الجسيمة		العدد الباريوني	الشحنة	البرم النظري	مركبة البرم	معدل الشحنة	الغرابة
		A	Q	I	I_z	$\bar{Q}$	S
النويه	p	+1	+1	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0
	n	+1	0		$-\frac{1}{2}$		0
النويه المضاده	$\bar{p}$	−1	−1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
	$\bar{n}$	−1	0		$+\frac{1}{2}$		0
لمدا	Λ^0	+1	0	0	0	0	−1
لمدا المضاده	$\bar{\Lambda}^0$	−1	0	0	0		+1
سكما	Σ^+	+1	+1	1	+1	0	−1
	Σ^0	+1	0		0		−1
	Σ^-	+1	−1		−1		−1
سكما المضاده	$\bar{\Sigma}^+$	−1	+1	1	+1	0	+1
	$\bar{\Sigma}^0$	−1	0		0		+1
	$\bar{\Sigma}^-$	−1	−1		−1		+1
xi	Ξ^-	+1	−1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	−2
	Ξ^0	+1	0		$+\frac{1}{2}$		−2
xi- المضاده	$\bar{\Xi}^+$	−1	+1	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	+2
	$\bar{\Xi}^0$	−1	0		$-\frac{1}{2}$		+2
البايون	π^+	0	+1	1	+1	0	0
	π^0	0	0		0		0
	π^-	0	−1		−1		0
الكايون	K^+	0	+1	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	+1
	K^0	0	0		$-\frac{1}{2}$		+1
الكايون المضاد	$\bar{K}^-$	0	−1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	−1
	$\bar{K}^0$	0	0		$+\frac{1}{2}$		−1

جدول (4-10) الاعداد الكمية المرافقة للباريونات والميزونات

وبخصوص دراستنا لهذا الموضوع فأننا سوف نتعرض الى مجموعة من الكميات الجديدة التي تخضع لقوانين الحفظ أيضاً وهي التماثل (Parity) وعدد الباريون

(baryon number)، عدد اللبتون (lepton number) برم النظائر (Isotopic spin) واخيراً الغرابة (Strangenss).

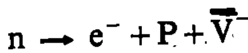
في لغة الميكانيك الكمي، هناك عدد كمي (Quantum number) لكل من هذه الكميات جدول (10-4) يوضح هذه الكميات. اما الان فسوف نتطرق وبشكل موجز جداً عن هذه الكميات.

10.7.1 التماثل (Parity)

هذه الخاصية توضح التماثل بين الجسيمات الاولية. اذن هي العملية التي ترى بها الجسيمة ــ الجسيمة الاخرى وكأنها صورة في المرآة (اي التماثل بين اليمين واليسار). فعندما نتعامل مع حالة جسيمتين تدخلان في تفاعلات فأن التماثل يقاس بشكل التوزيع الزاوي لنواتج هذا التفاعل، فأذا كانت هاتان الجسيمتان تدوران حول بعضهما البعض وبزخم مداري (l) فأن التماثل الكلي للمجموعة يصبح $P = (-1)^l$. التماثل يكون محفوظاً في التفاعلات الشديدةوالكهرومغناطيسية، لكن لم يبق كذلك في التفاعلات الضعيفة.

10.7.2 عدد الباريون Baryon number

عدد الباريون، او العدد الذري الكتلي (Atomic mass number) ,A، يمكن تعريفه بأنه عدد الباريونات ناقصاً عدد الباريونات المضادة. فالباريونات تكون $(A = +1)$، اما للباريونات المضادة تكون $(A = -1)$. حفظ العدد الباريوني يعني انه في اي تفاعل نبقى قيمة A ثابته لاتتغير. فمثلاً: البروتون لايمكن ان ينحل الى بوزترون واشعة كاما لان حفظ عدد الباريون غير مسموح به حتى ولو كانت الطاقة والزخم والشحنة محفوظة. اما انحلال النيوترون الى الكترون وبروتون (انحلال بيتا) فهو مسموح به لان عدد الباريون محفوظ وكما يلي:



$$n \rightarrow e^- + P + \overline{V}^-$$

العدد الباريوني $o + 1 + o \rightarrow 1$ (محفوظ)

ان الكمية اعلاه (العدد الباريوني) لايوجد لها اي تفسير فيزياوي ماعدا انها تمنع تفاعلات معينة. ملاحظة: العدد الميزوني يساوي صفراً والعدد اللبتوني يساوي صفراً.

10.7.2 البرم النظائري Isotopic spin

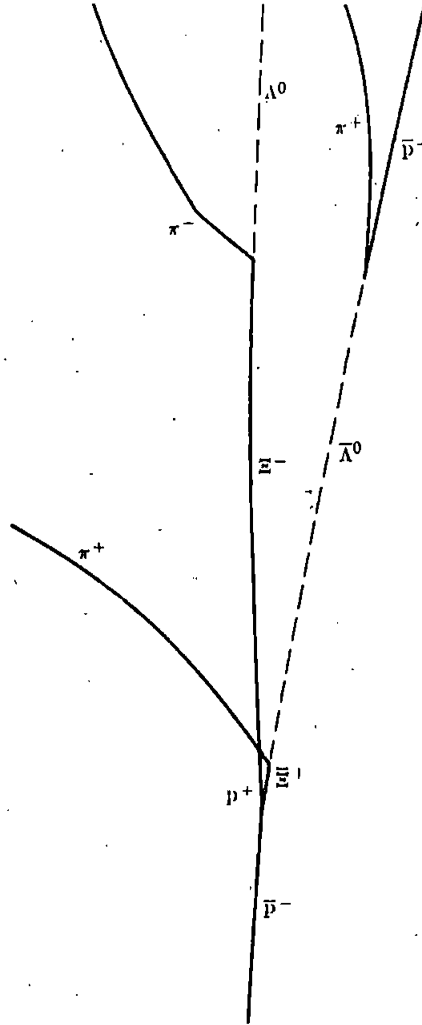
نحن اعتبرنا ان كلاً من البروتون والنيوترون عبارة عن وجهين لجسيمة واحدة. حيث ان كتلتيهما متساويتان تقريباً وكذلك فأن سلوكيهما متماثل تقريباً، مع فرق ان الشحنة لاحدهما صفر وللأخر $(+1)$. واذا استخدمنا اسم النكليون (N) للجسيمة التي يطلق عليها في بعض الاحيان نيوترون والبعض الاخر بروتون، واذا قلنا ان N موجودة في حالتين، اذن سوف نُكوْن مجموعة يطلق عليها عائلة البروتون — نيوترون. هذا النوع من الجمع لجسمتين يطلق عليها الزوج (doublet). ولتعريف هذه الدالة سوف نقول بأن النكليون (النوية) لها متغيران جديدان موجب للبروتون وسالب للنيوترون. ان هذين المتغيرين هما (البرم) وهذا الوسيط الجديد هو نوع من البرم غير معروف اساسه يطلق عليه برم النظائر (I) (Isotopic spin) وليس له علاقة (بالبرم او الزخم الزاوي الذاتي)، اذن فهو كمية رياضية فقط. اذن النوية تملك برم لنظائرها وهما قيمتان. ففي هذه الحالة يجب ان يكون للنوية قيمة $(I=1/2)$. ومسقط I على محور (Z) ينتج عنه مركبتان $(I_Z=+1/2)$ نسبة الى حالة الشحنة الموجبة (البروتون)، $I_z=-1/2$ نسبة الى حالة الشحنة المتعادلة (النيوترون)، وهذا معناه ايضاً ان عدد الحالات التي تظهر فيها النكليون في الطبيعة هو $(n=2I+1)$ وبما ان برم النظائر هو $1/2$ بصورة عامة. اذن النوية تظهر في شكلين مختلفين $(2\times 1/2+1=2)$.

اما بالنسبة الى البايونات الثلاثة، فأنها متشابهة تقريباً، فهي تشكل نظائر ثلاثية $(\text{Triplet})(\Pi^{\circ}, \Pi^{+}, \Pi^{-})$. برم النظائر يكون $(I=1)$ لتصبح $(n=3)$ اما I_Z للنظائر الثلاث فهي: $(I_Z=+1)$ للبايون الموجب، $(I_Z=-1)$ للبايون السالب، $(I_Z=o)$ للبايون المتعادل.

10.7.4 الغرابة Strangenss

عدد الغرابة (Strangenss number) (S) كمية يعهد بها الى كل الجسيمات التي تدخل التفاعلات الشديدة ويمكن تعريفها من العلاقة التالية

$$S=Y-A \quad \text{..........................} (10\text{-}13)$$



شكل (10-5) مخطط لنواتج انحلال جسيمة Xi المضادة الموجبة و Xi السالبة من التفاعل
$(\bar{P}^- + P \rightarrow \Xi^- + \bar{\Xi}^+)$

حيث A ، العدد الباريوني و Y قيمة شحنة الهايبرونات (hyper charge) . كذلك يمكن كتابة معادلة (10-13) كما يلي :

$$S = 2Q - A \qquad \text{...........................(10-14)}$$

حيث Q معدل الشحنة .

فمثلاً: النكليون يكون معدل شحنته هو $(Q=(1+o/2)=1/2)$، حيث ان شحنة البروتون $(+1)$ وشحنة النيوترون (o). ولما كانت قيمة A تساوي واحداً فأن عدد الغرابة هو $(S=Q.1/2-1=o)$. وهكذا يعهد الى النويات جميعاً بعدد الغرابة مساوياً الى صفر.

اما البايونات فيكون معدل شحنتها هو $(Q=1+o+(-1)/2=o)$، ولما كانت قيمة A تساوي صفراً اذن عدد الغرابة $(S=o)$. وهكذا يعهد الى البايونات جميعاً بعدد الغرابة مساوياً الى صفر.

واخيراً Λ° التي معدل شحنتها يساوي صفراً، و A تساوي 1. اذن عدد الغرابة يساوي $(S=-1)$. وبالمثل يكون عدد الغرابة الى الكاي ميزون مساوياً الى $(S=+1)$ ولجسيمات الـ $Xi(\Xi)$ فيكون عامل الغرابة لها مساوياً الى $(S=-2)$•جدول (5-10) يدون كافة الاعداد الكمية المرافقة لجسيمات التفاعلات الشديدة.

في التفاعلات الشديدة يجب ان تكون قيمة (S) محفوظة دائماً اي $(S=o)$ وكما في التعامل التالي:



$$\pi^- + P \rightarrow \Xi + K^+ + K^{\circ}$$

$$S=o+o \rightarrow (-2)+(+1)+(+1)=(\Delta S=o)$$

10.8 جسيمات الرنين Resonance Particles

ان معظم الجسيمات الاولية التي نوقشت في الفقرات السابقة لها معدل عمر قصير قدره 10^{-10} ثانية تقريباً. وقد اتضح بأن هذا الوقت كافٍ ليمكن الجسيمات من الانتقال لمسافات اطول في اي كاشف وبذلك تصبح مساراتها مرئية. في بداية الستينات، ثم اكتشاف نوع آخر من الجسيمات لها خاصية مشتركة وهي ان معدل عمرها قصير جداً ويبلغ تقريباً 10^{-23} ثانية وبذلك لاتترك مسارات مرئية على الأطلاق، وان الطريقة الوحيدة للتعرف عليها هو من نتائج الانحلال التي تخلفها.

السؤال هنا ـــ هل ان هذه الجسيمات الجديدة موجودة حقاً قبل انحلالها، أو هي فقط مجموعة من الجسيمات تنتقل مع بعض لمسافة معينة وبزمن قدره 10^{-23} ثانية ومن ثم تنحل وتنتشر. الفيزياويون اجابوا عن ذلك بتسمية هذه الجسيمات الجديدة بجسيمات الرنين Resonance particles او حالات الرنين Resonance state. لقد تم اكتشاف اول جسيمة رنين، $N^{\star}$، من قبل فيرمي E.Fermi وذلك في عام 1952، لكنها لم تعرف بصورة اكيدة الا في عام 1960، حيث قام الفرز ومجموعته (AlvareZ etal) عام 1960 وفي مختبر لورنس للاشعاع بأستخدام جسيمات (K) ميزون ذي الطاقة العالية تسقط على هدف من الهايدروجين السائل (البروتونات) في غرفة الفقاعة حيث تم الحصول على التعامل التالي :



$$\bar{K}^{-} + P \longrightarrow \Lambda^{\circ} + \pi^{+} + \pi^{-} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10\text{-}15)$$

تم تحليل المسارات المرئية للبايونات الموجبة π^{+} والسالبة π^{-} بواسطة الحاسبة الالكترونية لمعرفة زخم وطاقة كل منهم. في بادىء الامر كان التصور قائماً على اساس ان بايوناً واحداً يقذف من التعامل وليس اثنان. وان البايون الاخر وجسيمة لمدا Λ° لم ينفصلا مباشرة، حيث يبقيان مع بعض لوقت كافٍ ومن ثم ينفصلان لقد اطلقوا على هذه المجموعة ($\Lambda^{\circ} + \pi^{\pm}$) اسم، $Y^{\star\pm}$، حالة الرنين (Resonance state)



$$\bar{K}^{-} + P^{+} \longrightarrow Y^{\star\pm} + \pi^{\mp}$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10\text{-}16)$$

$$Y^{\star\pm} \longrightarrow \Lambda^{\circ} + \pi^{\pm}$$

الشكل (6-10) يوضح المسارات التي تم الحصول عليها من هذا التعامل. ان الكشف عن جسيمة الرنين $Y^{\star}$ دفع الباحثين الى اكتشاف عدد اخر من جسيمات الرنين.

مثلاً، جسيمة الرنين $N^{\star}$ وجدت انها متكونة من مجموعة (البايون والنوّية) حيث تبلغ كتلتها 1237 MeV وعمرها اقصر قليلاً من $Y^{\star}$. وبالمثل، فأن اكتشاف الجسيمة رو (ρ) (rho) واوميكا (Ω) Omega ساعد في تفسير الهيكل الداخلي للنويات. وتعتبر هذه كخطوه مهمة للامام.

ان جسيمات الرنين المكتشفة حتى عام 1964 تم عرضها، في جدول (10-6).

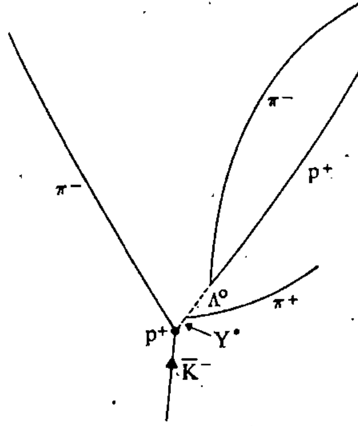
10.9 طريقة التجميع الثماني للجسيمات Eight fold way

ان تصنيف الاثنين والثلاثون جسيمة اولية والمكتشفة حتى عام 1957 الى اربع مجاميع هي الباريون ، اللبتون والفوتون كان ناجحاً. فبعد اكتشاف جسيمات الرنين والتي بلغ عددها 100 جسيمة حتى منتصف عام 1960 ارغم الفيزياويون على الخروج بتصنيف جديد للجسيمات التي تشترك في التفاعلات الشديدة ، والتي لاتحوي على حالات الرنين المكتشفة حديثاً فحسب وانما يمكنها من تخمين حالات رنين اخرى ربما يمكن الحصول عليها مستقبلاً عندما تتوفر المعجلات الكبيرة ذات الطاقة العالية . يستند التصنيف الجديد على خمس كميات (او اعداد كمية) والتي تكون دائماً محفوظة في التفاعلات الشديدة وهي :

(A) (عدد الباريون) ، (J) عزم البرم الزاوي ، (P) تماثل الحالة ، (I) برم النظائر ، (Y) شحنة الهايبرون . كما قلنا سابقاً العدد الباريوني A ربما يأخذ قيم $A = 0, 0, \pm 1$ للميونات ، $A = +1$ للباريونات التي عددها الكتلي 1 و $A = -1$ للباريونات المضادة التي عددها الكتلي 1 . كذلك الحالة التي فيها عزم البرم الزاوي J والتماثل P يمكن كتابتها (J^P) .

في 1960 (Y.Ohnuki) اقترح بأن جبر Lies للمجموعات يمكن تطبيقها على الجسيمات الاولية . بعد ذلك حاول كل من سلام Salam ونيمان Neeman وكلمان Gell-mann تطوير هذه النتائج وجعلها في نظرية ، بحيث اصبحت تعرف اليه تحت اسم SU3 [اي الانتقال بواسطة المصفوفات الموحدة (Unitary matrices) في ثلاث ابعاد] . ان هذه النظرية قد اعطت نتائج مطابقة وقد حققت بعد سنتين اكتشاف جسيمة Ω^- والتي نوقشت سابقاً . ان اصل اسم « طريقة التجميع الثماني » يعود الى اللوائح الثماني الموضوعة من قبل العالم الديني بودا (Buddha) وهي الكمال في [الرأي ، القوة ، الكلام ، الفعل ، الحياة ، العمل ، الروح والتأمل] .

اما الاعداد الكمية الثمانية المستخدمة في التجميع فهي [ثلاث مركبات الى برم النظائر ، شحنة الهايبرون ومركبتان للبرم الجديد V,U والتي سوف نتطرق لهما فيما بعد] . المبدأ الاساسي لهذه النظرية هو لجمع الجسيمات رياضياً وعلى شكل مجاميع من ثلاث ، ثماني ، عشر ، او سبع وعشرين جسيمة .



شكل (10-6) مخطط لجسيمة الرنين من التفاعل ($\bar{K}^- + P \rightarrow Y^* + \pi^-$)

من هذه المجاميع: « الباريون الثماني » (baryon Qctet). بالامكان تجميع الباريونات على شكل مجاميع من ثمانية كما في شكل (10-7). حيث يوضح هذا الشكل لنا كيفية وضع كل باريون في زاوية من شكل سداسي وكذلك مركزه. فأذا اخذنا IZ على المحور السيني و Y على المحور الصادي فأنه تتكون لنا مساحة ذات شكل سداسي تكون الجسيمات هي زوايا هذا الشكل وكذلك مركزه.

من الشكل نلاحظ مايلي:

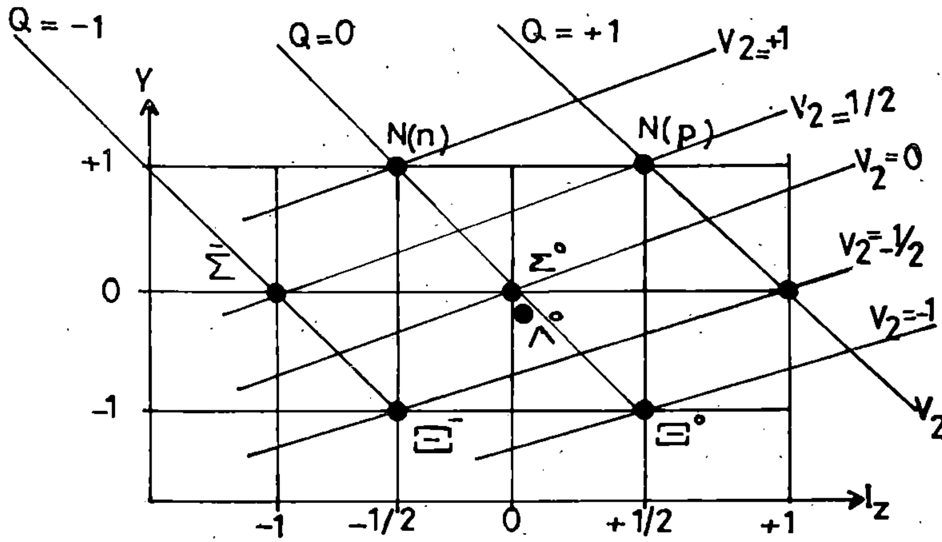
١ــ النيوترون والبروتون ينتميان الى نفس النظائر المزدوجة حيث لهم ($I = 1/2$) و $I_Z(n) = -1/2, I_Z(P) = +1/2$.

٢ــ جسيمة سكما (Σ) هي ثلاثية النظائر و Xi(Ξ) هي مزدوجة النظائر.

٣ــ الجسيمات التي تقع على نفس الخط الافقي تُكون النظائر المتعددة والمتشابهة.

٤ــ جميع الجسيمات الموجودة في الشكل لها برم متشابهة (1/2) وتماثل موجب. لذا فأن اسمها في بعض الاحيان يطلق عليه ($J = 1/2^+$ الثمانية) (Octate $J = 1/2^+$).

لحد الان لم نرا شيئاً جديداً. لكن عند تغيرنا المحاور بحيث نجمع جسيمة البروتون P مع جسيمة سكما Σ^+ والتي هي على نفس الخط المائل الاعلى فنحن



شكل (10-7) يمثل تجميع الباريونات على شكل ثمانية $(J = 1/2^+)$

نستطيع القول بأنها تكون مجموعة جديدة او عائلة جديدة لها مظهران بنفس القاعدة . اذن سوف نقدم عدد كمياً اخر له قيمتان ، هذا العدد مشابه الى برم النظائر والذي هو البرم الموحد (Unitary Spin) (U) . وبذلك نقول بأن $P + \Sigma^+$ تشكل الزوج الموحد (Unitary doblet) وبقيمة الى U مساوية الى 1/2 . هناك قيمتان الى U : الاولى $U_Z = +1/2$ وهذه للبروتون اما الثانية فهي $U_Z = 1/2$ وهذه الى Σ^+ وهكذا لبقية الجسيمات .

اما الخط المائل الاسفل فهو يمر في Σ^-, Ξ^- وهذه ايضاً تمثل الزوج الموحد مع $U_Z(\Xi)^- = -1/2,\ U_Z(\Sigma^-) = +1/2$. واخيراً الخط المائل في الوسط فيمر بثلاث جسيمات هي النيوترون و Σ°, Ξ°. لذا فهو ثلاثي مع $(U_Z = 1)$ وان $U_Z(n) = +1,\ U_Z(\Sigma^\circ) = o,\ U_Z = \Xi^\circ = -1$. من الملاحظ في الشكل ان الجسيمات الواقعة على نفس الخط المائل لها نفس الشحنة . كذلك فأن

$$U_Z = Y - Q/2 \qquad \text{..............................(10-17)}$$

ومن معادلة

$$I_Z = Q - Y/2 \qquad \text{..............................(10-18)}$$

نحصل على

$$U_z = \frac{3Q}{2} - 2I_Z \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(10\text{-}19)$$

هذه النظرية للانفصال، تعتمد على U والتي هي عامل جديد لنظرية SU(3).

10.10 ضرب المجاميع Group Multiplication

الان لنرى اهمية نظرية SU(3). قلنا ان الباريونات الثانية تمثل ثماني حالات لجسيمات لها ($J^P = 1/2^+$). وللميزونات هناك ايضاً ثماني حالات لجسيمات اخرى لها ($J^P = O^-$). دعنا نفرض ان هذه الجسيمات ترتبط مع بعضها وبذلك يكون هناك 64 حالة مختلفة. هذه الاربع والستون حالة تتجمع في مجاميع من (1, 8, 8, 10, 10,27). مثلاً: ضرب الباريونات الثانية مع نفسها سوف يعطينا كل الحالات المستقرة وغير المستقرة المتكونة من باريونين.

لنفرض الان مجموعة Q متكونة من ثلاثة اعضاء (a, b, c) يمكن تمثيلها بالمثلث الذي رأسه للأسفل شكل (10-8) وبدالة (3). المجموعة الثانية الى Q هي $\bar{Q}$ (Q المضادة) حيث تتكون من ثلاثة اعضاء مضادين للمجموعة الاولى $\bar{a}$ و $\bar{b}$, $\bar{c}$ ويمكننا تمثيلها بالمثلث الذي راسه الى الاعلى شكل (10-9) وبدالة ($\bar{3}$)، وبربط اعضاء المثلثين مع بعض تنتج مجموعة تتمثل بالدالة $(3) \times (\bar{3})$ وتشمل تسع اعضاء [illegible] كن كتابة هذه المجموعة من ثمانية اعضاء زائداً واحد وكما يلي:

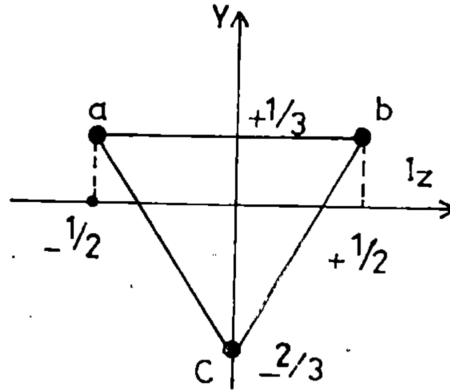
$$(3) \otimes (\bar{3}) = (8) \oplus (1)$$

اما في حالة ضرب مجموعتين من ثمانية اعضاء فنحصل على اربعة وستين عضواً وكما يلي:

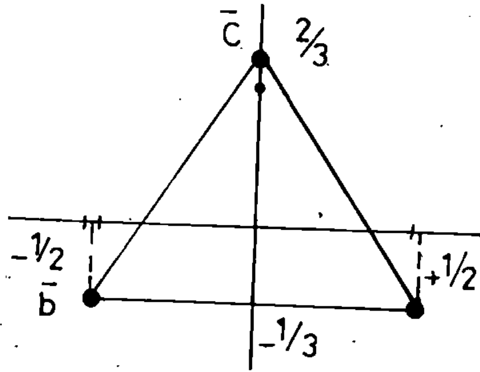
$$(8) \otimes (\bar{8}) = 27 + 10 + 10 + 8 + 8 + 1$$

10.11 نموذج الكوارك Quark Model

في عام 1956 تقدم سكاتا Sakata بأقتراح، وذلك بعد اكتشاف جسيمة الباريون Λ°، وهو ان جميع الباريونات والميزونات متكونة من اجزاء يطلق



الشكل (8-10) مجموعة Q متكونة من ثلاثة اعضاء $Q = (3),(a,b,c)$.



شكل (9-10) مجموعة ($\bar{Q}$) متكونة من ثلاث اعضاء ($\bar{c}$, $\bar{b}$, $\bar{a}$), $(\bar{3})$ = $\bar{Q}$.

عليها تحت الوحدات (Subunits) وهي ثلاثية ومتكونة من n,P, λ مع الجسيمات المضادة لها .

في نموذج سكاتا الميزونات تتكون من زوج من الجسيمات (جسيمة وجسيمة مضادة) وكما قلنا سابقاً ونسبة الى نظرية المجموعة فأن حاصل الضرب المباشر للثلاثيات يكون الميزونات :

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$$

اما للباريونات فأنها تتكون من ثلاث جسيمات وذلك لحفظ العدد الباريوني .

جدول (10-5) الاعداد الكمية لبعض جسيمات التفاعلات الشديدة

الجسيمة	والجسيمة المضادة	الكتلة	الشحنة	عمر النصف (الثانية)	الغرابة	التماثل	نموذج الانحلال
لمدا	$\Lambda^{\circ}(\bar{\Lambda}^{\circ})$	2182 me	0	2.6×10^{-10}	-1	+	$\Lambda^{\circ}\rightarrow p+\bar{\pi}^{-}$ $\rightarrow n+\pi^{\circ}$
سكما	$\Sigma^{-}(\bar{\Sigma}^{+})$	2326	0	$\sim10^{-18}$	-1	+	$\Sigma^{\circ}\rightarrow\Lambda^{\circ}+\gamma$
	$\Sigma^{\circ}(\bar{\Sigma}^{\circ})$	2328	$+1$	8×10^{-11}	-1	+	$\Sigma^{+}\rightarrow p+\pi^{\circ}$ $\bar{\Sigma}\rightarrow n+\pi^{+}$
	$\Sigma^{+}(\bar{\Sigma}^{-})$	2342	-1	1.7×10^{-10}	-1	+	$\rightarrow n+\bar{\pi}^{-}$
Xi	$\Xi^{-}(\bar{\Xi}^{+})$	2585	-1	$\sim10^{-10}$	-2	+	$\Xi^{-}\rightarrow\Lambda^{\circ}+\bar{\pi}^{-}$
	$\Xi^{\circ}(\bar{\Xi}^{\circ})$		0	?	-2	+	$\Xi^{\circ}\rightarrow\Lambda^{\circ}+\pi^{\circ}$
اوميغا	$\Omega^{-}(\bar{\Omega}^{+})$	1680	-1	0.7×10^{-10}	-3	+	$\Omega^{-}\rightarrow\Xi^{\circ}+\pi^{-}$ $\rightarrow K^{-}+\Lambda^{\circ}$ $\rightarrow\Xi^{-}+\pi^{\circ}$
الكايون	$K^{+}(\bar{K}^{-})$	967	$+1$	1.2×10^{-8}	$+1$		$K^{+}\rightarrow 2\pi^{+}+\bar{\pi}^{-}$
	$K^{\circ}(\bar{K}^{\circ})$	967	0	$\sim10^{-10}$	$+1$		$\bar{K}^{-}\rightarrow 2\bar{\pi}^{-}+\pi^{+}$ $K^{\circ}\rightarrow\pi^{+}+\bar{\pi}^{-}$

جدول (10-6) جسيمات الرنين

I_Z	الغرابة	العدد الباريوني	عدد النظائر	الكتلة MeV/c^2	الجسيمة
+1/2	+1	0	زوجي	494	k^+
−1/2	+1	0	زوجي	498	k°
				جسيمة مضادة لـ k^+	k^-
				جسيمة مضادة لـ k°	$k^{-\circ}$
0	−1	+1	مفرد	1115	Λ°
+1	−1	+1	ثلاثي	1189	Σ^+
0	−1	+1	ثلاثي	1193	Σ°
	−1	−1+1	ثلاثي	1197	Σ^-
−1/2	−2	+1	زوجي	1320	Ξ^-
+1/2	−2	+1	زوجي	1311	Ξ°
0	−3	+1	مفرد	1680	Ω

اما ناتج الضرب المباشر للثلاثيات فيكون الباريونات :

$$3 \otimes \bar{3} \otimes 3 = 15 \oplus 6 \oplus 3 \oplus 3$$

بعد ذلك ، ولاول مرة ، لاحظ كل من كلمان Gell-mann عام 1964 وزيواك Zweig عام 1965/64 بأن نموذج سكاتا $3 \otimes \bar{3} \otimes 3$ لم يعط البناء الصحيح للباريونات وان النموذج البديل له هو $(3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 + 8 + 8 + 1)$ والذي يعطي النتيجة الصحيحة والمطلوبة . لقد اطلق كلمان اسم الكوارك (Quarks) على هذه الجسيمات الثلاثية والتي تؤلف الباريونات . ومن علاقة كلمان ونشجاما Nishijima امكن تخمين شحنة هذه الجسيمات الافتراضية (الكوارك) وكما يلي :

$$Q = T_3 + \frac{A+S}{2} = T_3 + \frac{Y}{2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(10\text{-}20)$$

حيث T_3 المركبة الثالثة للبرم النظيري . وقد وجد ان شحنة جسيمات الكوارك هي جزيئية (Fractional) من شحنة الالكترون وبهذا تكون قيمة شحنة الالكترون (e) ليست بأصغر وحدة اساسية كما نعرفها .

جميع الاعداد الكمية والخواص الاساسية لجسيمات الكوارك موضحة في الجدول (10-6) اما الاعداد الكمية للكوارك المضاد (anti-quarks) فهي نفسها مع عكس الاشارات .

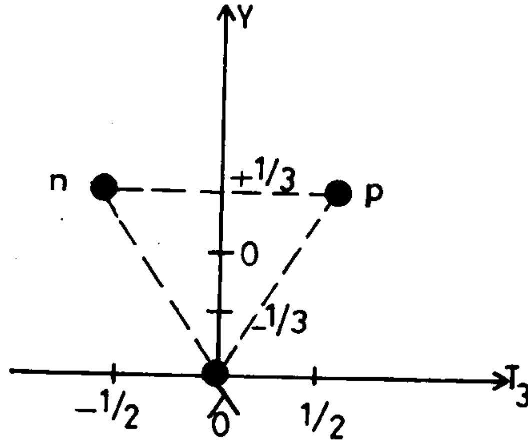
طريقة واحدة يمكننا فيها عرض جسيمات الكوارك وهي كما في الشكل (10-10) . في هذا الشكل نستطيع ان نبني جميع الميزونات والباريونات من الانواع الثلاثة للكوارك (p,n,λ) ، شكل (10-11) يوضح كيفية بناء الميزونات . اما شكل (10-12) فيوضح بناء الثانيات والعشريات من الباريونات . كل الجسيمات الموضحة بالاشكال وجدت عملياً .

جدول (10-7) .. الاعداد الكمية للثلاث كوارك .

الجسيمات الثلاثية	Q	A	S	Y	I	T_3	الكتلة
P – البروتون	$+^{2e}/3$	1/3	o	1/3	$1/2\hbar$	1/2	M
n – النيوترون	$-^{e}/3$	1/3	o	1/3	$1/2\hbar$	$-1/2$	M
λ – الهايبرون لمدا	$-^{e}/3$	1/3	-1	$-2/3$	$1/2\hbar$	o	M + 146 MeV

10.12 خواص الكوارك الحر The properties of free quarks

منذ تخمين نموذج الكوارك والنجاح الذي تبعه بعد ذلك ، لازال الامر غير واضح حول وجود هذه الجسيمات ، فقد حاول بعضهم اقتراح خواص لها للمساعدة في البحث عنها . ومن هذه الخواص (1) طريقة انحلالها (2) الكتله (3) المقطع العرضي لتكوين الكوارك . نحن الان سوف نتطرق فقط الى خاصية واحدة وهي طريقة انحلال هذه الجسيمات .



شكل (10-10)

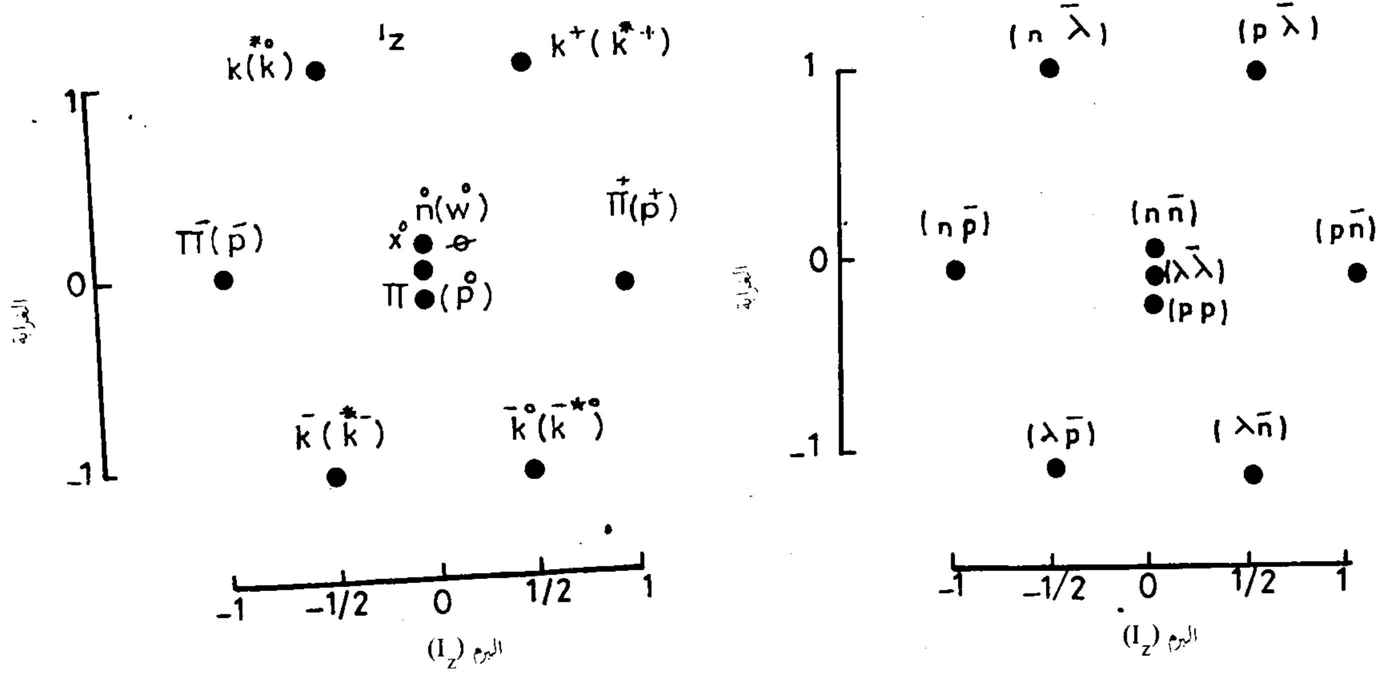
الثلاث كوارك (λ , n, p) والتي تمثل نموذج الكوارك .

ان من اهم الخواص المقترحة لجسيمات الكوارك الحر (free Quarks) هي طريقة انحلالها . وكما عرفنا سابقاً انّ قيم الشحنات لهذه الجسيمات (الكوارك) هي ($+{}^{2e}/3$) للبروتون ، ($^{-e}/3$) للنيوترون و ($^{-e}/3$) للمدا .

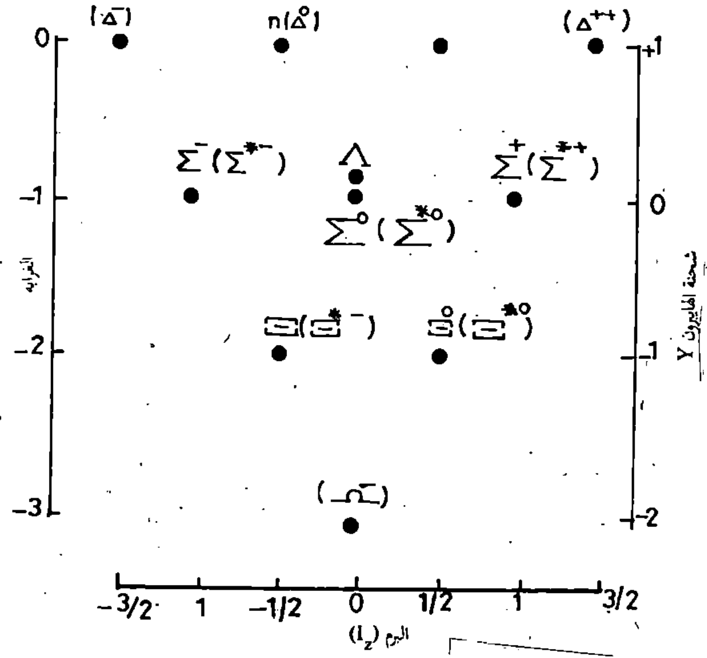
البروتون متوقع ان يكون مستقراً بينما النيوترون ينحل بمعدل عمر قدره عدة دقائق (15.5 دقيقة) ولمدا تنحل بمعدل عمر قدره 10^{-10} ثانية الى جسيمات (كوارك) مستقرة.ان نموذج الانحلال المتوقع لكل من هذه الجسيمات الثلاث موضح بالجدول التالي (8-10)

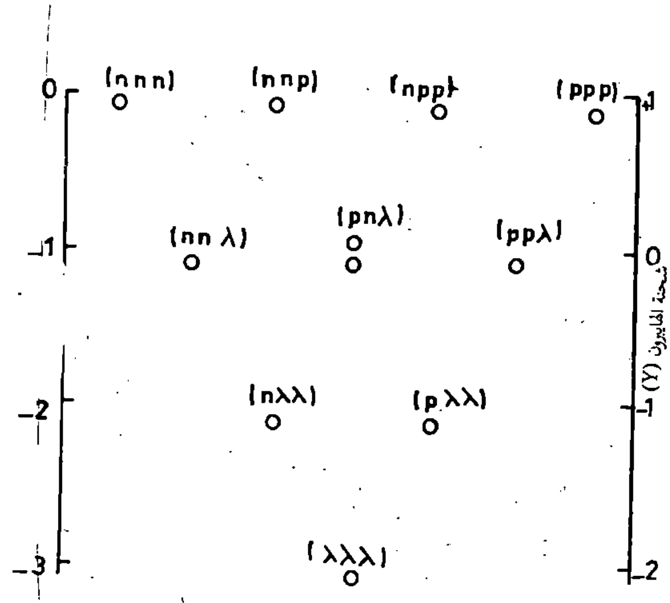
جدول (8-10) الطريقة الممكنة لانحلال الكوارك

الجسيمات الثلاث	طريقة الانحلال	معدل العمر
P	مستقرة	
n	$n \rightarrow p + e^{-} + \overline{V}_{e}$	15.5 دقيقة
λ	$\lambda \rightarrow P + \Pi^{-}$ $\lambda \rightarrow n + \Pi^{\circ}$	تقريباً 10^{-10} ثانية



شكل (10-11) يوضح بناء الميزونات في نموذج الكوارك





شكل (10-12) بناء الباريونات في نموذج الكوارك

اما الخاصية الاخرى فهي كتلة الكوارك :

(نماذج عديدة وضعت لحساب كتلة الكوارك ومن اهم هذه النماذج هو النموذج الذي قدمه Mo, purgo عام 1967 حيث استطاع حساب كتلة الكوارك فارضاً ان الميزونات المتكونة من جسيمتين من الكوارك (كوارك ـــ كوارك مضاد) تكون مربوطة في حاجز جهد مربع قطره (r). ونتيجة لعدة افتراضات وجد ان كتلة الكوارك الحر تكون في حدود من $5GeV/c^2$ الى عدة عشرات من GeV/c^2. لذلك فرضت ان تكون ثقيلة جداً (اثقل من النوية بكثير).

10.13 النماذج الاخرى للكوارك Other quark models

سوف لانتطرق لجميع هذه النماذج بالتفصيل وانما نذكرها لاجل التعرف عليها. ظهرت عدد من النماذج لتفسير بعض الصعوبات او المعوقات التي ظهرت على نموذج كلمان وزيواك (Gellmann-Zweig). في النموذج الاول ظهرت فكرة الكوارك الملونة (Coloured quarks) والتي تكون فيها الكوارك تحمل الواناً مختلفة هي الاحمر، الاصفر والازرق. في هذا النموذج جسيمة الكوارك التي لها الوان مختلفة تكون لها خواص مختلفة. مثلاً ثلاث جسيمات من نوع (P) كوارك يحمل كل منهم لون يختلف عن الاخر يمكن ربطهم لتكوين الهايدرون وبدون الاخلال بقاعدة باولي.

النموذج الثاني، ظهرت فكرة جديدة وهي ان يكون الكوارك حاملاً شحنة كاملة (1e) بدلاً من جزء من (e) وقد عرض هذا النموذج من قبل باكري (Bacry) عام 1964 ولي (Lee) عام 1965.

اما النموذج الثالث فقد قدم من قبل فاينمان Feynman عام 1964. وفي هذا النموذج لخص Feynman بأن النويات (nucleons) والهيدرونات الاخرى عند ارتباطها تكون جسيمات البارتون (Partons). هذا النموذج استخدم بصورة واسعة ولاقى بعض النجاح في استطارات اللبتون ـــ هايدرون. على كل حال، جميع هذه النماذج درست تجريبياً ووجد ان لكل نموذج صعوباته الخاصة والمعينة.

10.14 البحث عن الكوارك Search For quarks

منذ ان قدم كلمان وزيواك اقتراحيهما يوجود جسيمات الكوارك وذلك عام 1964 ، عدد من التجارب اجريت مستخدمين المعجلات الحديثة ذات الطاقة العالية والاشعة الكونية وذلك للبحث عن هذه الجسيمات . وبأستخدام كافة الجهود والاجهزة الحديثة لم يستطع احد العثور على هذه الجسيمات بصورة اكيدة .

اولاً : البحوث في المعجلات :

هناك تجارب عديدة استخدمت فيها المعجلات الكبيرة والحديثة وذلك لانتاج جسيمات الكوارك والجسيمات الاولية الاخرى . ففي هذه التجارب كانت تقذف بروتونات ذات طاقة عالية جداً على هدف ما . اذن ، البحث عن هذه الجسيمات الجديدة كان يجرى من خلال دراسة نواتج التفاعلات . ان الطرق التجريبية التي اجريت للتعرف على هذه الجسيمات اعتمدت حساب الشحنة او الكتلة ففي النوع الاول كانت فكرة الطاقة الضائعة هي التي تحدد الشحنة للجسيمات . لذلك استخدمت **العد**ادات الوميضة او الكواشف المرئية الاخرى مثل غرفة الفقاعة لهذا الغرض . اما النوع الثاني فهو لايجاد الكتلة بغض النظر عن الشحنة ، الكتلة تم قياسها من خلال السرعة (عندما يكون الزخم ثابتاً) وذلك بواسطة عدادات شرنكوف مثلاً .

ثانياً : البحوث في الاشعة الكونية

ان الاعتقاد السائد بأن جسيمات الكوارك تتولد عند الطاقات العالية ـــ جعل توجه الباحثين نحو الاشعة الكونية للبحث عنها . في الطاقات العالية لجسيمات الاشعة الكونية الاولية تتفاعل مع نوى الغلاف الجوي مكونة الجسيمات الثانوية والتي يعتقد ان جسيمات الكوارك من ضمن هذه الجسيمات . لذا فقد اجريت عدة تجارب للبحث عن هذه الجسيمات (الكوارك) في الاشعة الكونية وذلك عند مستوى سطح البحر . Sea level او في ارتفاعات عالية او في باطن الارض .

الاشعة الكونية Cosmic Rays

10.15 المقدمة

اكتشاف وجود الاشعاع الكوني جاء نتيجة لبعض التجارب التي كانت تجرى لدراسة توصيل الغازات وذلك في نهاية القرن الماضي وبداية هذا القرن. في هذه الدراسة اتضح ان التوصيل في الغازات يزداد عندما يعرض الغاز الى اشعاع ذي طاقة عالية. مثلاً، تلك التي تصدر من مصادر مشعة. ففي محاولات اجريت للبرهنة على هذه الظاهرة، حاول عدد من العلماء ارسال غرف تأين (ionization chamber) في بالونات وعلى ارتفاعات مختلفة وذلك لدراسة التغير الحاصل في معامل التوصيل مع الارتفاع. اول هذه التجارب قام بها كل من (Kollorster, Hess, Gockel) جوكيل، هس والكوستر عام 1912، حيث تم ارسال غرف تأين في بالونات وتمت خلالها دراسة التغير الحاصل بمعامل التوصيل للغاز المملوء في الغرفة مع الارتفاع. لقد اتضح بأن التأين الحاصل في الغاز يهبط الى اقل قيمة له ومن ثم يزداد بسرعة مع الارتفاع. ومن التجارب المستمرة على هذا الموضوع تبين ان جميع هذه الاشعاعات وخاصة الموجودة منها على سطح الارض لم تكن نتيجة المواد المشعة في الارض او من خواص الغازات كما كان معتقداً. لذا حاول هس Hess وضع فرضيته وهي ان الزيادة كانت نتيجة لوجود نوع من الاشعاع المؤين والذي له القابلية على اختراق المجال الجوي للارض والذي يأتي من الفضاء الخارجي. حيث لخص هذا الاشعاع بالخواص التالية: اولاً له قابلية اختراق كبيرة، ثانياً ليس مصدره الشمس فقط وذلك لعدم وجود اي تغير في شدته بين النهار والليل وثالثاً اطلق عليه اسم الاشعاع الكوني (Cosmic radiation).

ومنذ ذلك الوقت، اي منذ عام 1914، بدأ البحث عن الاشعاع الكوني وذلك لمعرفة اصله ومركباته وكيفية تفاعلاته وغيرها من الخواص المرافقة له. ففي السنوات من 1914 وحتى 1929 قام كل من كلوستر وهس بمحاولات عديدة لدراسة الاشعاع الكوني وقد ساعدهم بذلك اكتشاف عداد كايكر مولر وغرفة الغيوم لولسن. حيث تم تصوير اول صورة لمجموعة كبيرة من الجسيمات عام 1929 تم خلال غرفة الغيوم وقد اطلق عليها « بالزخة » (Shower). اما في عام 1932 فقد

قام (Rossi) روسي بقياس خواص امتصاص الاشعة الكونية مستخدماً مبدأ التطابق (Coincidence) بين عدادات كايكرمولر، موضحاً بأنه توجد مركبتان لهذا الاشعاع، الاولى يطلق عليها المركبة القوية (hard) وهي لها قابلية اختراق عالية والثانية هي المركبة الضعيفة (Soft) وهي التي تمتص من قبل الماص.

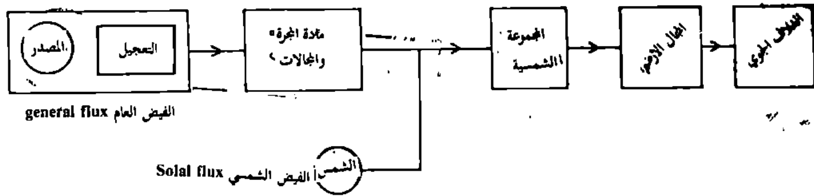
وبعد تطور الاجهزة والكشافات العديدة تم استخدام نظرية قياس المدى والزخم لمعرفة جسيمات الاشعة الكونية اكثر تفصيلاً، حيث قام كل من ندرماير واندرسون (Neddermeyer and Anderson) وكذلك ستيفنسن وستريت (Stevensen and street) خلال 1936-1938 وذلك بقياس كتل هذه الجسيمات. اما في عام 1935 تم اكتشاف الباي ميزون (II) كما كان متوقعاً من قبل ياكاوا وكذلك تم اكتشاف الميو ميزون (μ) وذلك اثناء انحلال الباي ميزون. اما روجستر وبتلر، فكما قلنا سابقاً، فقد اكتشف اول جسيمة غريبة من خلال دراستهم للاشعة الكونية واطلق عليها جسيمة لمدا (Λ°). بهذا الوقت الصورة العامة للاشعاع الكوني اصبحت واضحة، حيث هو عبارة عن جسيمات مشحونة واشعة كاما ذات طاقة عالية تفوق طاقة اي اشعاع اخر وقد تصل الى (10^{20}eV) لذلك تستطيع اختراق المجال المغناطيسي للارض والتفاعل مع الغلاف الجوي للارض مكونة الجسيمات الثانوية.

10.16 مصدر الاشعاع الكوني The origen of cosmic rays

ان عدداً من النظريات قد وضعت لمعرفة اصل الاشعاع الكوني وكيفية تعجيله ووصوله الى سطح الغلاف الجوي للارض. ومن بين هذه النظريات عدد كبير يصنف الاشعاع الكوني الى مصدرين رئيسين. الاول يطلق عليه الفيض العام (general flux)، وتعتبر الجسيمات المنبعثة ضمن هذا المصدر ذات اصل من المجرات البعيدة جداً (Galaxies) والمجرات الخارجية (extra Galaxies) والتي تحوى على عدد هائل من النجوم مثل سوبرنوفا (Supernova) كما ان النجوم النابضة (Pulser) تزودنا بأشعاع كوني ذي طاقة عالية. والاخر يطلق عليه بالفيض الشمسي (Solar flux) واصله يرجع الى الشمس، حيث تزودنا الشمس بجزء قليل من الاشعاع الكوني. بصورة عامة، الجسيمات المنبعثة من هذين المصدرين والتي تمر

بمسار طويل ومتأثرة بعدد من القوى يطلق عليها جسيمات الاشعاع الكوني الاولي. الشكل (13-10) يوضح مخططاً لمصادر الاشعاع الكوني.

ان تعجيل الجسيمات في الفيض (او الاشعاع) العام يتم في المصدر نفسه او خارجه وبتأثير هذا الاشعاع بالمادة الكونية الموجودة في المجرات والمجالات الاخرى. اما الفيض (او الاشعاع) الشمسي فأنه لايتأثر بالمادة الكونية. وتمر جميع الاشعاعات خلال المجموعة الشمسية والمجال الارضي ومن ثم الغلاف الجوي.



الشكل (13-10) مصادر الاشعاع الكوني

الاشعاع الكوني الاولي Primary cosmic radiation

الاشعاع الكوني الاولي يحتوي بصورة رئيسية على بروتونات بنسبة 89% وجسيمات الفا بنسبة 10% ونوى ثقيلة (Z>2) بنسبة 1% ويحتوي ايضاً على نسبة ضئيلة جداً من الالكترونات والفوتونات. ان هذه الجسيمات تدخل الغلاف الجوي للارض مكونة بذلك تفاعلاً نووياً مع نوى ذرات الغلاف الجوي. ناتج هذه التفاعلات بأمكانها تكوين تفاعلات اخرى في اي مكان بالغلاف الجوي ان طيف الطاقة التكاملي للاشعة الكونية الاولية يمكن تمثيله بالمعادلة التي وصفها ولفندال A.W.Wolfendale عام 1973 :

$$N(>E) \propto E^{-\gamma}$$

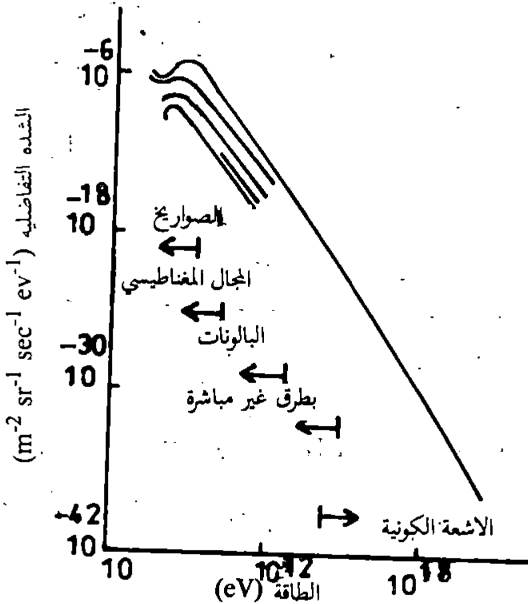
حيث N تمثل شدة الاشعة الكونية ، E طاقة الاشعاع الاولي و γ ثابت تتغير قيمته حسب مدى الطاقة .

اما طيف الطاقة التفاضلي للبروتونات الاولية والتي تملك طاقة اكبر من (10^{10} eV لكل نوية) يمكن تمثيله بالمعادلة التي وضعها Ashton عام 1973 :

$$N(E_p)dEp = AE_p^{-2.75}dEp \qquad \qquad ....(10\text{-}21)$$

حيث ان A كمية ثابته و E_p طاقة البروتونات الاولية .

الشكل (14-10) يوضح ملخص القياسات لطيف الطاقة الاولى للبروتونات والنويات وكذلك الطرق التي تم القياس بها . ففي الطاقات الواطئة استخدمت الصواريخ اما في الطاقات الاخرى فقد استخدمت طرق مختلفة منها التأثير المغناطيسي للارض والبالونات والطرق غير المباشرة ومن ثم زخات الجسيمات او كما يطلق عليها زخات الهواء الممتدة (Extensive air shower) . اما المجاميع التالية فتتألف من 5 » Z » 3 = (L) ، 9 » Z » 6 = (M) ، Z » 10 = (H) .



شكل (14-10) ملخص القياسات لطيف الطاقة الاولي للاشعة الكونية (البروتونات والنويات) والطرق التي تم القياس بها .

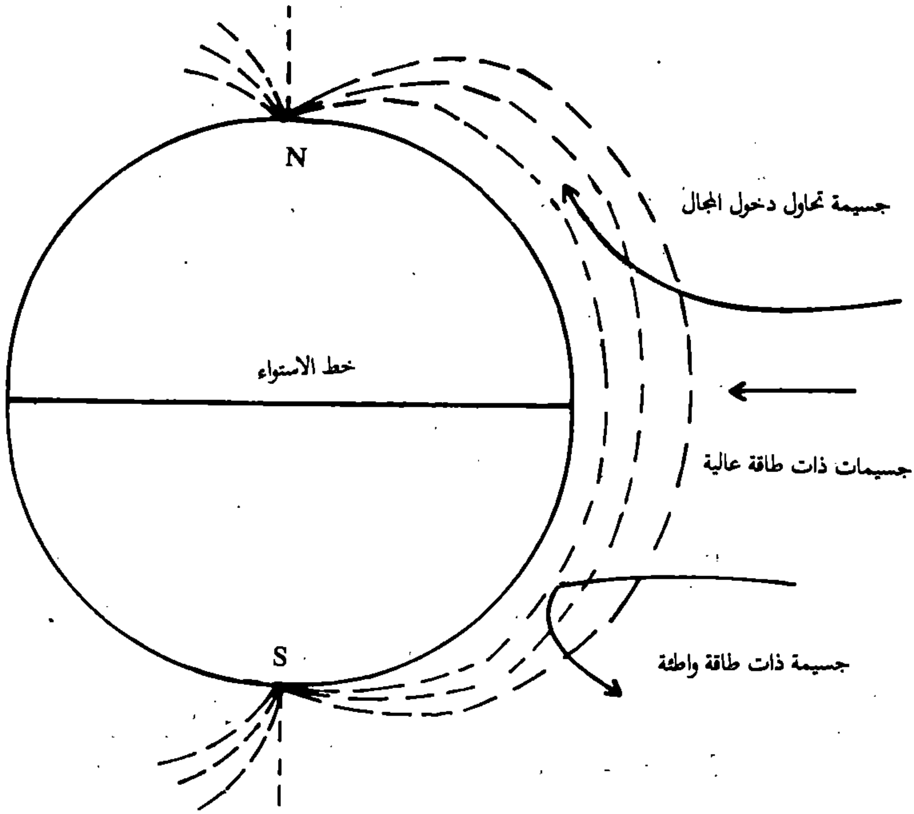
10.18 تأثير خطوط العرض (Latitiued effect)

الاشعاع الكوني الاولي عبارة عن جسيمات مشحونة، لذلك فهو يتأثر بالمجال المغناطيسي الارضي او بعبارة اخرى بتأثير خطوط العرض (Latitiude effect). فقد وجد ان شدة الاشعة بالقرب من خط الاستواء قليلة اذا ماقورنت بالشدة عند الخطوط العالية او قرب القطبين فأذا فرض بأن الاشعاع الكوني الاولي يصل الى الارض بصورة منتظمة وفي جميع الاتجاهات، اذن فأنه لايوجد اي تغير مع خطوط العرض الا اذا كانت الجسيمات المشحونة تتعرض خلال دخولها الى قوة قد تمنعها من ذلك. لذلك تمت دراسة تأثير المجال المغناطيسي للارض عليها. ان خطوط المجال تمتد في الغلاف الجوي ماره من القطب الجنوبي الى الشمالي. ان الجسيم المشحون والذي يصل بصورة عامودية الى خط الاستواء ينحرف بشدة نتيجة هذا المجال (ماعدا الجسيمات ذات الطاقة العالية جداً) ان مقدار هذا الانحراف يعتمد على زخم وشحنة هذه الجسيمات. بالحقيقة، في خط الاستواء جميع الجسيمات التي لها طاقة اقل من 10GeV تنحرف بشدة وبذلك لم تستطع الوصول الى الغلاف الجوي للارض. من جهة اخرى فأن الجسيمات التي تصل الارض فأنها تقطع مسافات موازية الى خطوط القوة للمجال المغناطيسي للارض وبذلك فهي لاتنحرف. اما عند القطبين فلاتوجد اي صعوبات من وصول جميع الجسيمات الى الغلاف الجوي. الشكل (10-15) يوضح تأثير المجال المغناطيسي للارض على الاشعة الكونية.

كذلك فأن هناك علاقة رياضية تمثل بأن لكل خط عرض طاقات مسموح بها واخرى غير مسموح بها، حيث يطلق على هذا بقطع الصلادة (Cutoff rigidity) وتتبع المعادلة التي وضعها جوري Jory عام 1956.

$$Ro(\lambda) = 14.9 \ \ Cos^4(\lambda)[1 + 0.018 \, Sin(\lambda)]^2 GV \quad ....(10\text{-}22)$$

حيث $Ro(\lambda)$ تمثل قطع الصلادة وتقاس بوحدات GV , λ خط العرض. ان العلاقة بين قطع الصلادة وخطوط العرض معادلة (10-22) يمكن تمثيلها بالشكل (10-16).

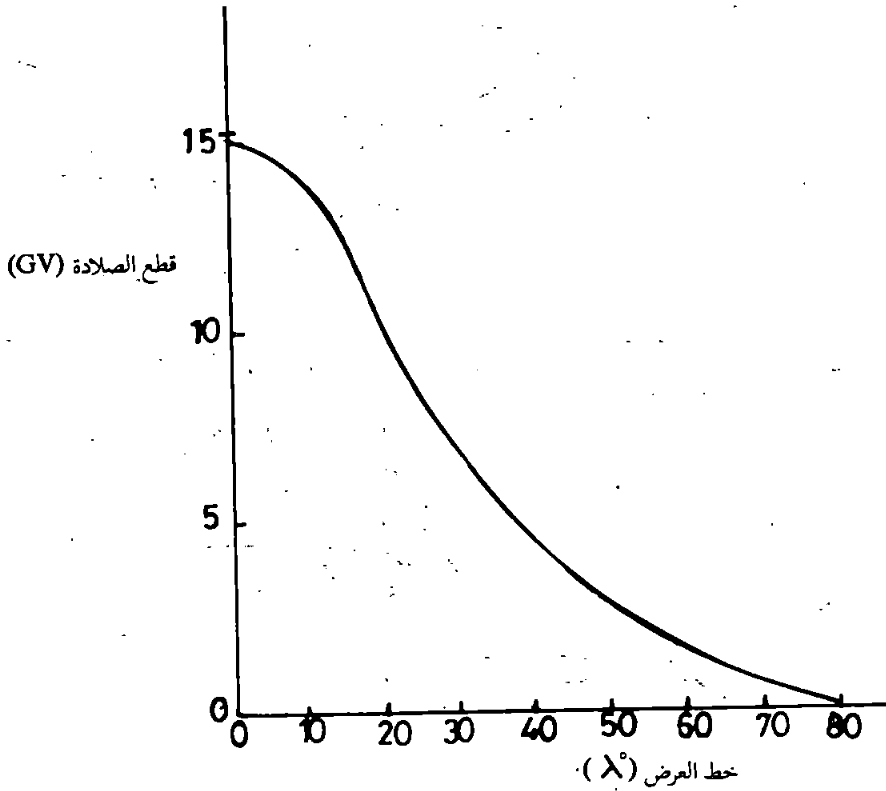


الشكل (10-15) تأثير المجال المغناطيسي للارض على الاشعة الكونية الاولية .

10.19 الجسيمات الثانوية Secondary particles

تتولد الجسيمات الثانوية نتيجة تعامل البروتونات مع نوى ذرات الغلاف الجوي (نايتروجين واوكسجين) وذلك عند مرورها في الغلاف الجوي . اما النوى الثقيلة فأنها تنشطر الى اجزاء او نوى اصغر في كل تصادم حتى تصل الى اصغر وحدة لها وهي البروتون والنيوترون . يطلق على الجسيمات الثانوية والتي تصل الى سطح الارض بـ $(\gamma, e, \mu, k, \pi, n, p)$.

جسيمات البروتونات (p) ، والنيوترونات (n) ، الكايونات (k) والبايونات (π) يولدون اثناء التفاعلات النووية اما الميونات (μ) فأنها تتكون نتيجة انحلال الباي ميزون . والالكترون نتيجة انحلال الميو ميزون . اما γ فيتكون من π° .



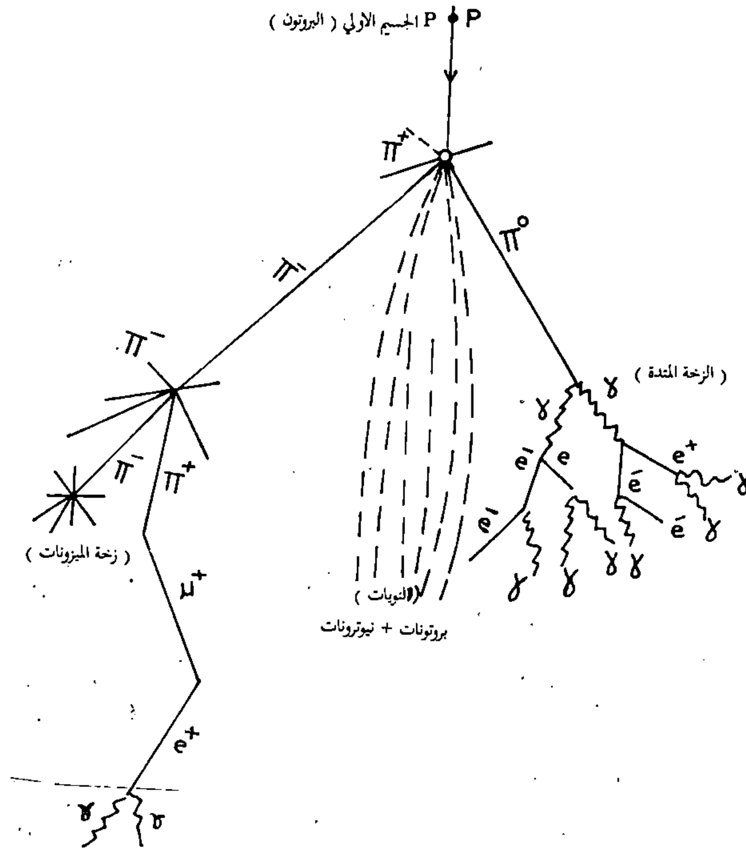
شكل (10-16) العلاقة بين قطع الصلادة وخطوط العرض.

شكل (10-17) يوضح مخططاً لحدث يولد الجسيمات الثانوية بواسطة تفاعل نووي بين الجسيم الاولي البروتون ونواة الغلاف الجوي.

ففي حالة سقوط البروتونات الاولية فأنها تتفاعل تفاعلاً شديداً مع نوى ذرات الهواء وتفقد تقريباً 50% من طاقتها في كل تصادم لانتاج البايونات والكايونات (المشحونة والمتعادلة) بالاضافة الى البروتونات والنيوترونات . ان عدد الجسيمات الثانوية المتكونة تعتمد بصورة اساسية على طاقة الجسيم الاولي ، حيث تتبع المعادلة التالية :

$$n_s^{\pm,0} = 2E_p^{1/4} \qquad \text{............(10-22)}$$

ان البايونات المتعادلة يحصل لها انحلال الى فوتونات ($\Pi^\circ \longrightarrow 2\gamma$) وهذه



شكل (10-17) مخطط يوضح نموذجاً ممثلاً لما يحدثه بروتون اولي ذو طاقة عالية بالغلاف الجوي.

الفوتونات تبدأ سلسلة الكترون فوتون (eleetron-photon Cascade). اما البايونات المشحونة فأن قسماً منها ينحل لعدم كفاية طاقته الى الميو ميزون (μ) والنيوترينو (V). اما البايونات ذات الطاقة العالية فأنها اما ان تدخل في تفاعلات شديدة مرة ثانية او احتمال ان تعيش حتى تصل سطح الارض وكما هو موضح بالشكل. اما الميونات فأنها تنحل الى الكترونات (بوزترونات) ونيوترينو (نيوترينو مضاد). اما مركز التفاعل الـ (Core) فيحتوي على جميع النيوكلونات (النويات) والجسيمات الاخرى. ان جميع ماتكون من جسيمات خلال هذا التفاعل وماصاحبه من انحلالات وتفاعلات اخرى يطلق عليها « بالزخة » (shower).

الأسئلة

الفصل الاول

١ــ أحسب انصاف أقطار النوى التالية مستخدماً $(R_o = 1.4 \times 10^{-13}cm)$.
$U^{238}, Ho^{165}, Cd^{112}, As^{75}, Fe^{56}, O^{16}, He^4$

٢ــ أرسم قيم أنصاف الأقطار المسحوبة بالسؤال كدالة الى العدد الكتلي. ثم ناقش النتائج.

٣ــ وضح بأن كثافة النواة مساوية الى 2×10^{17} kgm/m³N .

٤ــ كثافة معدن الألمنيوم 2.7 gm/cm³ . أحسب كثافة نواة الألمنيوم مستخدماً $M_{Al^{27}} = 27.0, R_o = 1.4$ f . ثم قارن بين النتيجتين.

٥ــ وضح بأن كثافة المادة النووية مساوية الى 10^5tons/mm³N ، أفرض أن كتلة البروتون مساوية الى 1.67×10^{-27} kgm ونصف قطره $R = R_oA^{1/3}$ حيث $R_o = 1.35 \times 10^{-13}$ cm .

٦ــ وضح بالرسم كيفية توزيع كثافة النوّيات في النواة.

٧ــ وضح خاصيتين مهمتين للقوة النووية، ثم وضح كيف أن هاتين الخاصيتين تجعل من القوة النووية قوة تختلف عن قوة كولوم بالنواة.

الفصل الثاني

1 ــ أحسب طاقة الربط النووية ومعدل طاقة الربط النووية الى :
$Pu^{239}, {}_{20}Ca^{40}$

2 ــ أحسب طاقة الربط النووية ومعدل طاقة الربط لنواة ${}_6C^{12}$. ثم أحسب الشغل اللازم لفصل بروتون من نواة ${}_6C^{12}$.

3 ــ وضح بأن طاقة الفصل لآخر نيوترون مربوط بشدة في نواة $_8O^{16}$ هو MeV 15.6 .

4 ــ احسب طاقة الربط لأخر نيوترون يضاف الى نواة $_2He^4$ او اخر بروتون
يضاف الى نواة $_8O^{16}$. قارن بين هذه القيم وبين معدل طاقة ال
يضاف الى نواة $_8O^{16}$. قارن بين هذه القيم وبين معدل طاقة الربط النووية .

5 ــ من الممكن فصل الديوترون الى مركباته (البروتون والنيوترون) بأستخدام فوتون ذي طاقة 2.22 MeV . فأذا أعطيت كتل كل من النيوترون والبروتون 1.008665 amu و 1.007277 amu . ماهي كتلة الديوترون .

6 ــ بأستخدام الكتل الذرية وكذلك كتل البروتون، النيوترون والألكترون. أحسب :

(a) الطاقة اللازمة لفصل بروتون من C^{13} .

(b) الطاقة اللازمة لفصل نيوترون من C^{13}.

(c) الطاقة اللازمة لفصل بروتون من Fe^{56} .

(d) الطاقة اللازمة لفصل نيوترون من Fe^{56} .

قارن بين النتائج في (b, a) مع تلك في (d, c) معطياً تفسيراً لهذا الفرق .

7 ــ وضح بالرسم المشاركة الفعالة لكل من الطاقة الحجمية والطاقة السطحية وطاقة كولوم الى معدل طاقة الربط للنووية الواحدة كدالة الى العدد الكتلي (A) .

8 ــ أذا كان معدل طاقة الربط للنوّية الواحدة ولعنصر $_{10}Ne^{20}$ هو 8 MeV/ نوّية . أحسب كتلة النيوترون .

9 ــ أذا علمت أن $R_o = 1.4$ f ، أحسب أرتفاع حاجز الجهد النووي لنواة $_{92}U^{235}$ وذلك عندما تسقط عليها جسيمات الفا .

الفصل الثالث

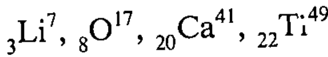
1 ــ أحسب الكتل الذرية الى نواتي Cl^{37} و Ca^{40} مستخدماً معادلة الكتلة الشبة تجريبية . قارن النتائج الحاصلة مع النتائج الموجودة في الجداول .

2 ــ أستخدام معادلة الكتلة الشبه تجريبية وذلك لحساب :

(a) طاقة الأنحلال في أنحلال جسيم الفا من نواة $_{92}U^{238}$ (ملاحظة : طاقة الربط لجسيم ألفا (28MeV) .

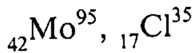
(b) الفرق بين كتلتي النواتين $_{29}Cu^{64}$, $_{30}Zn^{64}$.

3 ــ أرسم مستويات الطاقة للنوى التالية موضحاً كيفية ملىء مستويات الطاقة بالنيوترونات والبروتونات :



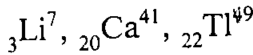
$_{3}Li^{7}$, $_{8}O^{17}$, $_{20}Ca^{41}$, $_{22}Ti^{49}$

4 ــ نسبة الى نموذج القشرة، ماهو قيمة البرم والتشابه للنوى التالية في الحالة الأرضية :



$_{42}Mo^{95}$, $_{17}Cl^{35}$

5 ــ نسبة الى نموذج القشرة، ماهو قيمة البرم والتشابه للنوى التالية في (a) الحالة الأرضية (b) أول مستوى طاقة أستثارة .



$_{3}Li^{7}$, $_{20}Ca^{41}$, $_{22}Tl^{49}$

6 ــ الحالة الأرضية الى $_{56}Ba^{137}$ هي 3/2 + ، بينما أول مستويين للتهيج هما 1/2 + ,11/2- . ماهو الفرق بين المستويات أعلاه والمستويات الناتجة من نموذج القشرة .

7 ــ برم نواة $_{11}Na^{23}$ تم قياسة تجريبياً وكانت قيمته 3/2 ، بينما نموذج القشرة توقع القيمة بـ (d5/2) . بين أسباب الأختلاف .

8 ــ بأستخدام نموذج القشرة، بين سبب وجود أكثر من نظير مستقر في حالة (Z) زوجية و (N) فردية .

الفصل الرابع

1 ــ أذا كان لدينا نموذج من مادة مشعة مثل Y^{90} فعاليتها (10dps) . مامقدار فعاليتها بعد أسبوعين من أستمرارها بالأشعاع . مع العلم أن عمر النصف (T1/2 = 64 hr) .

2 ــ أحسب الوزن بالغرام لنظير Pb^{214} فعاليته (IC) (كيوري) وعمر النصف (26.8 sec) . عدد أفكادور 6.02×10^{23} (gm-mole)$^{-1}$.

3 ـــ فعالية مادة مشعة تقل بمعدل 8 في زمن قدره 30 يوماً. ماهو عمر النصف، معدل العمر وثابت الأنحلال.

4 ـــ ثابت الأنحلال لكل من اليورانيوم، الراديوم والرادون على التوالي هي:

$4\text{-}9 \times 10^{18}\ Sec^{-1}$

$1.37 \times 10^{-11}\ Sec^{-1}$

$2.09 \times 10^{-6}\ Sec^{-1}$.

أحسب معدل العمر وعمر النصف لهذه النوى.

5 ـــ عنصر الـ Pm^{144} له عمر النصف قدره 365 يوم. كم من الوقت يمكننا أن نتظر حتى تقل الفعالية من (1 mc) الى (10 Uc).

6 ـــ الثوريوم (Th^{234}) ينحل باعثاً جسيمات ß. بعد 21 يوماً من الأنحلال وجد أن (90%) من الكمية الأصلية للثوريوم تنحل. ماهو عمر النصف ومعدل العمر للثوريوم.

7 ـــ لنفرض أنه تم قصف (0.2 gm) من عنصر الكوبلت (Co^{59}) بنيوترونات حرارية شدتها ($2 \times 10^{13}\ n/cm^2/sec$) ولمدة دقيقة واحدة. أحسب مقدار الكوبلت 60. المتولد والنشط أشعاعياً أذا علمت أن عمر النصف له ($T_{1/2}(Co^{60}) = 5.27$ year). أهمل أي أنحلال يحدث خلال عملية القصف.

8 ـــ نموذج من الراديوم النقي Ra^{226} فعاليته (100c) كيوري وعمر النصف (1622 year) ترك للوصول الى حالة التعادل مع نواتج أنحلاله وهي الرادون (Rn^{222}) ($T_{1/2} = 3.82$ dey) خلال عدة أشهر. أحسب عدد ذرات الرادونRn الموجودة في ذلك الوقت.

9 ـــ سترونيوم Sr^{90} ينحل بعمر نصف قدره 28 سنة. ماهي الفترة التي يمكن أن ينتظر حتى تبقى 10% من الكمية الأصلية.

10 ـــ ماهي فعالية جسيمات الفا الصادرة من ١ غم من Pu^{239}.
$T_{1/2}\ Pu^{239} = 24.300$ year).

11 ـــ عنصر $_{11}Na^{27}$ لها عمر نصف قدره (14.96 hrs) أحسب:

(a) ثابت الأنحلال بالثانية.

(b) الفعالية لعنصر الصوديوم الحاوي على 5×10^9 ذرة.

12 ـــ الراديوم $_{88}Ra^{226}$ ينحل بعمر نصف قدره 1602 سنة باعثاً جسيمات الفا متحولاً الى الرادون $_{86}Rn^{222}$ غير المستقر والذي ينحل بعمر نصف قدره 3.823 يوم . أحسب :

(a) فعالية Ra في نموذج وزنه (0.001 gm) .

(b) فعالية Rn بعد سنة واحدة .

الفصل الخامس

1 ـــ U^{238} ينحل بعمر نصف قدره 2×10^{10} سنة باعثاً أربع مجاميع لجسيمات الفا أحدهما (4.2 MeV) ، فأذا أعتبرنا أحتمالية أختراق جسيمات الفا لحاجز الجهد مساوياً الى 10^{-40} ، أحسب عدد التصادمات التي تحدثها هذه الجسيمة قبل خروجها من النواة وكذلك النسبة بين (T_D/T_α) .

2 ـــ أن مدى جسيمات ألفا بالهواء يتحدد بالمعادلة $R(cm) = 0.318\ E^{3/2}$. وأن طاقة جسيمات الفا المنبعثة من أي مادة تتراوح بين (8-4 Mev) . فأذا كانت نواة $_{83}Bi^{211}$ تنحل بواسطة جسيمات الفا ، باعثة مجموعتين من جسيمات الفا الأولى مسارها في الهواء (4.98 cm) والثانية (5.43 cm) أحسب :

(a) طاقة الأنحلال .

(b) طاقة أشعة كاما المتوقعة من هذا الأنحلال .

3 ـــ ماهو تفسير أنبعاث جسيمات الفا من اليورانيوم -238 وبطاقة 4.2 MeV مع العلم أن أرتفاع الحاجز الكولومي لليورانيوم 238 هو 23.7 MeV .

4 ـــ من كتل كل من Cm^{242}, Am^{242} قرر أي من هذه النواتين تنحل بواسطة أنبعاث جسيمات β ، وما هي طاقة أنحلال جسيمات بيتا .

5 ـــ عنصر الراديوم Ra^{226} ينحل باعثاً ثلاث مجاميع من جسيمات الفا . طاقة كل مجموعة 4.593 MeV, 4.777 MeV و 4.34 MeV وضح أسلوب

وشكل مستوى الطاقة لهذا الأنحلال مع حساب طاقات أشعة كاما التي كشف عنها أثناء الأنحلال .

6 ــ أذكر الشروط اللازمة لأنحلال β^- و β^+ وعملية مسك الألكترون (EC) كذلك وضح بأن النظير المشع $_{29}Cu^{64}$ يحقق كافة الشروط أعلاه . مع ذكر المعادلات الخاصة بأنحلال Cu .

7 ــ نواة عنصر $_{27}Co^{60}$ تنحل الى أحدى حالات الأستثارة لنواة $_{28}Ni^{60}$ مع أنبعاث متواصل الى فوتونات أشعة كاما وبطاقة 1.17 MeV و 1.33 MeV . ماهي طاقة الأرتداد لنواة $_{28}Ni^{60}$ عندما تبعث فوتون بطاقة 1.33 MeV .

8 ــ بيرليوم Be^7 يتحل بواسطة أقتناص الألكترون الى $_3Li^7$. أحسب (a) الطاقة (b) الزخم للنيوترونيو المنبعث في هذا الأنحلال (c) الطاقة التي ترتد فيها نواة $_3Li^7$.

9 ــ ماهي أقل طاقة للنيوترنيو المضاد لكي يحدث التفاعل التالي :



$$\bar{V} + p \longrightarrow n + e$$

10 ــ نواة $_6C^{12}$ في حالة سكون ، تنحل الى نواة $_7N^{14}$ باعثة جيسمات β^- . ماهي أقصى سرعة يمكن لنواة $_7N^{14}$ أمتلاكها .

11 ــ ماهي الخواص المشتركة بين النيوترنيو والفوتون .

12 ــ أفرض أن جسيمة الفا تتولد خلال نواة نصف قطرها $10^{-12}m$ وبطاقة 4MeV ، ماعدد التصادمات التي تعملها في الثانية مع الجدار النووي .

13 ــ عنصر يبعث جسيمات بمجموعتين الأولى طاقتها الحركية K_1 والثانية K_2 وضح بأن أشعة كاما المنبعثة تكون طاقتها :

$$\frac{(K_1 - K_2)\ \lambda}{A - 4}$$

عندما A هو العدد الكلي لنواة الأب .

الفصل السادس

1 ـــ أكمل كل من التفاعلات النووية التالية :

$Li^7(P, n)?, N^{14}(, n)?, B^{10}(n,)?, N^{14}(?, P)\, C^{14}, ?\, (d, n)$
$?\, (d, n)\, B^{10}, Al^{27}(, ?)\, Si^{28}$.

2 ـــ اكتب ثلاثة تفاعلات نووية ممكن أستخدامها لأنتاج النواة المشعة $_{15}P^{32}$ مستخدماً هدفاً مستقر .

3 ـــ أحسب من التفاعلات التالية .

(a) قيمة $-Q$ وبين نوع التفاعل

(b) طاقة العتبة

$_8O^{18}\, (p, n)\, _9F^{18},\ _7N^{14}(, p)\, _8O^{17},\ _5B^{10}(, p)\, _6C^{13}$

4 ـــ طاقة العتبة للتفاعل $_3Li^7(P,)_2He^4$ هي (1.882 Mer) الفرق بين كتلتي النيوترون والبروتون .

5 ـــ التفاعل التالي $_3Li^7(P,)_2He^4$ يبدأ عندما يسقط بروتون طاقته 1 MeV على هدف الليثيوم . أحسب :

(a) الطاقة المتوفرة للتفاعل .

(b) الطاقة المحمولة من قبل مركز الكتلة .

(c) طاقة العتبة للتفاغل .

6 ـــ ينطلق بروتون من التفاعل $_7N^{14}\, (\alpha, P)\, _8O^{17}$ بنفس أتجاه جسيم الفا الساقط على هدف النايتروجين :

(a) ماهي طاقة البروتون أذا كانت طاقة جسيم الفا 5MeV .

(b) ماهي طاقة $_8O^{17}$.

7 ـــ عنده يصطدم جسيم الفا طاقته 7.3 MeV بهدف من الألمنيوم يحدث التفاعل التالي $_{13}Al^{27}(, P)\, _{14}Si^{30}$ أحسب :

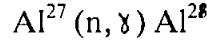
(a) الفرق بين كتلة جسيم الفا والبروتون .

(b) الطاقة المحمولة من قبل مركز الكتلة .

(c) الطاقة المتوفرة للتفاعل .

8 ــ قيمة .Q للتفاعل $F^{19}(n, p)\ O^{19}$ هي $(-3.9\ MeV)$. فأذا كانت طاقة النيوترون الساقط $10\ MeV$. أحسب طاقة البروتون عندما يقذف بزاوية $90°$ مع أتجاه الجسيم الساقط وكذلك طاقة العتبة للتفاعل .

9 ــ أفرض أن التفاعل التالي يحدث وذلك عندما تأسر نواة الألمنيوم النيوترونات :



$$Al^{27}\ (n, \gamma)\ Al^{28}$$

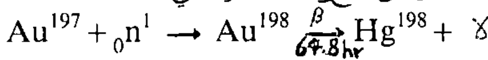
فأذا كان المقطع العرضي لأسر النيوترون يساوي $(2mb)$ وأن شدة النيوترونات هي 10^{10} نيوترون لكل $(cm^2 - Sec)$. أحسب عدد النيوترونات التي تأسر في $(cm^2 - Sec)$. أذا كانت قطعة الألمنيوم سمكها $6.2\ mm$ وكثافتها $2.7\ gm/cm^3$.

10 ــ قيمة Q للتفاعل $N^{14}\ (\alpha, P)\ O^{17}$ هي $(-1.16\ MeV)$.

(a) أحسب طاقة العتبة للتفاعل أعلاه .

(b) طاقة البروتون عند طاقة العتبة .

11 ــ صفيحة رقيقة ذهبية وزنها $0.2\ gm$ عرضت ولمدة دقيقتين الى نيوترونات حرارية . نتيجة الى هذا التعريض نتج Au^{198} وكما يلي :



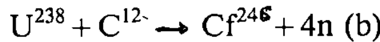
$$Au^{197} + {}_0n^1 \longrightarrow Au^{198} \xrightarrow[64.8\,hr]{\beta} Hg^{198} + \gamma$$

فأذا كان المقطع العرضي لأسر النيوترون هو $(98\ b)$ وفعالية الصفيحة مباشرة بعد التشعيع $2uc$. أحسب مقدار الفيض النيوتروني الحراري .

12 ــ أحسب طاقة العتبة للتفاعلات التالية :

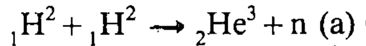


$$U^{238} + C^{12} \longrightarrow Cf^{247} + 3n \quad (a)$$

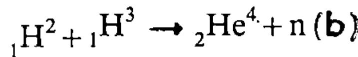


$$U^{238} + C^{12} \longrightarrow Cf^{246} + 4n \quad (b)$$

13 ــ أحسب الطاقة المفقودة في التفاعلات الحرارية التالية :



$${}_1H^2 + {}_1H^2 \longrightarrow {}_2He^3 + n \quad (a)$$



$${}_1H^2 + {}_1H^3 \longrightarrow {}_2He^4 + n \quad (b)$$

الفصل السابع

1 ــ فسر نموذج القشرة مستخدماً نموذج قطره السائل.

2 ــ عنصر الثوريوم Th^{232} لايحدث فيه أنشطار عندما يأسر نيوترون حراري. وضح بأن طاقة الأستثارة لعنصر الثوريوم هي أقل تقريباً من طاقة التشعيع المستخدمة في الأنشطار.

3 ــ ماهو المقصود بالكتلة الحرجة لليورانيوم في المفاعل.

4 ــ عرف المصطلحات التالية:

عناصر الوقود، قضبان السيطرة، المهديء، العاكس.

5 ــ أفرض بأن عند كل أنشطار تتحرر نيوترونات تستطيع القيام بأنشطارات أضافية وذلك في تفاعل متسلسل. فأذا بدأنا بالانشطار الأول. ماهي الطاقة المتحررة بوحدات (MeV) بعد عشرة أنشطارات، أذا علمت أن الطاقة المتحررة في كل أنشطار هي 200 MeV.

6 ــ ماهي أقل طاقة حركية يجب أن يمتلكها النيوترون حتى يؤسر من قبل نواة U^{235} وليكونْ النواة المركبة التي تدخل في الأنشطار. أذا علمت أن طاقة التشعيع للنواة المركبة تقريباً 6 MeV.

7 ــ أحسب طاقة الربط للنيوترونات الحرارية المضافة الى النوى التالية:

Th^{227}, U^{238}, U^{235}, Pu^{239}, Pn^{242}

أي النوى التالية يمكن تصنيفها كنوى تنشطر بواسطة النيوترونات الحرارية.

8 ــ أحسب الطاقة الحرارية الكلية المتحررة في (a) دوره البروتون ــ بروتون (b) دوره الكاربون ــ نايتروجين، وذلك عندما ١ غم من المادة تنشطر تماماً.

الفصل الثامن

1 ــ أذا كان معدل الطاقة اللازمة لانتاج زوج من الأيونات في غاز معين هو 34 eV. ماعدد الأزواج المتكونة بواسطة جسيم الفا طاقته 5.4 MeV.

2 ـــ قارن بين طاقة التوقف للألكترونات ، البروتونات وجسيمات الفا ، أذا كانت جميعها تسير بسرعة 0.5c في الهواء وتحت ظروف طبيعية .

3 ـــ أحسب مقدار الطاقة الضائعة للبروتونات وجسيمات الفا التي طاقتها 10 MeV وذلك عند مرورها في صفيحة رقيقة من الألمنيوم سمكها 0.001 cm .

4 ـــ عند قيمة Z = 20 ، ماهي طاقة الألكترون التي عندها يكون

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{أشعاع}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{تصادم}}$$

5 ـــ ماسمك طبقة الرصاص اللازمة لتخفيض شدة أشعة كاما طاقتها 1MeV الى النصف مع العلم أن معامل الأمتصاص للرصاص والى أشعة كاما هو $0.75\ cm^{-1}$.

6 ـــ في عملية توليد الزوج ، تحت أي شروط يكون الألكترون والبوزترون قد حملا أعلى قيمة للزخم .

7 ـــ فسر الفرق بين الظاهرة الكهروضوئية وظاهرة كومبتن .

8 ـــ وضح لماذا يشكل التأين الثانوي الذي تكونه جسيمات بيتا نسبة أكبر من التأين الكلي بعكس ماتحدثه جسيمات الفا .

الفصل التاسع

1 ـــ فسر عمل عداد كايكر مولر .

2 ـــ فسر عمل عداد التناسب .

3 ـــ في المعجل الخطي يتم تعجيل الجسيمة في الفتحة الموجودة بين الأنابيب فقط . وضح ذلك .

4 ـــ فسر أساسيات الأستقرار الطوري وأهميتها في المعجلات .

5 ـــ اذا كان بأستطاعته السايكلترون تعجيل جسيمات الفا حتى 40MeV .

ماهي الطاقة العظمى التي يمكن الحصول عليها الى ايون C^{6+} في نفس قيم r و H .

6 ــ كيف يتم توليد الأيونات الموجبة كمصادر للمعجلات .

الفصل العاشر

1 ـــ ماهو أكبر عدد من الألكترونات والبوزترونات المتولدة من فوتون طاقته 250 MeV .

2 ـــ وضح بأن الميوميزون (U) المنبعث من أنحلال الباي ميزون (π) عند السكون يكون ذو طاقة أحادية . ثم أحسب طاقته الحركية .

3 ـــ π° ينحل الى فوتونين يعمل كل منهما زاوية θ مع الأتجاه الأصلي الى π° وضح بأن :

$$\sin\theta = Eo/E$$

حيث Eo طاقة الميزون عند السكون و E طاقة الميزون الكلية .

4 ـــ π° ينحل الى فوتونين يعمل كل منهما زاوية 30° مع الاتجاه الأصلي الى π° . وضح بأن الطاقة الحركية الى π° مساوية الى كتلة السكون .

5 ـــ ماهي طاقة الفوتون لناتج من أنحلال Σ° الى جسيمة Λ°

6 ـــ π^{-} ميزون يمكن توليده في تفاعلات الطاقة العالية مثل $P(\gamma, \pi^{+})\, n$. ماهي أقل طاقة للنوترون التي تجعل التفاعل سارياً . .

7 ـــ الميوميزون (μ) ينحل بالتفاعل التالي $\mu^{-} \longrightarrow \bar{e} + V_u + \bar{V}_u$ فأذا كانت كتلة السكون للميون هي ($207\ m_e$) وكتلة السكون للنيوترنيو والنيوترنيو المضاد فرضت صفراً . ماهي الطاقة الحركية العظمى والزخم الأعظم للألكترون .

8 ـــ π^{-} ميزون ينحل كما يلي $\pi^{-} \rightarrow \mu^{-} + V$. أحسب مقدار الزخم والطاقة المحمولة من قبل الميون والنيوترنيو .

9 ــ وضح لماذا تكون التفاعلات التالية غير مسموح بها

$\pi^{\circ} \rightarrow \mu^{+} + e^{-} + \bar{V}$

$\Sigma^{+} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{\circ}$

$\Lambda^{\circ} \rightarrow P + e^{-}$

10 ــ أي المجاميع من الثلاث كوارك (p, n, λ) تعطينا البروتون والنيوترون.

11 ــ يتم بناء البايون الموجب والسالب من الكوارك والكوارك المضاد، وضح ذلك.

12 ــ مانوع الجسيمات الناتجة من مجاميع الكوارك التالية:

$\bar{\lambda} P, \bar{\lambda} n, \bar{n} P, - \bar{P} n$

13 ــ عرف الجسيمة التي تنتج من جمع الكوارك الثلاثة ($\lambda\lambda\lambda$).

14 ــ وضح بأن جسيمات Ξ°، Ξ^{-} تكونت من جمع الكوارك التالية $n\lambda\lambda$, $p\lambda\lambda$.

15 ــ تكلم عن مصدر الأشعاع الكوني.

16 ــ وضح لماذا يكون أحتمال الحصول على جسيمات ثقيلة ($Z > 2$) على سطح الأرض قليل جداً.

17 ــ ماهي جسيمات الرنين.

18 ــ ماذا يقصد بالجسيمة والجسيمة المضادة.

19 ــ لماذا أطلق على بعض الجسيمات بالجسيمات الغريبة.

المصادر

الكتب

1- Elementary modern physics
by Weidner and sells
Allyn and Bacon, Inc. 1960.

2- physics of nuclei and par ticles
by Pierre marmier and Eric Sheldon.
Academic press, Inc., 1969.

3- High energy par ticles.
by B. Rossi.
Prentice-Hall, Inc. 1052.

4- The physics of nuclear reaction.
by W.M. Gibson.
Pergamon press 1980.

5- Introduction to nuclear physics.
By Enge.
Addison wesley, Inc. 19.

6- Nuclear physics.
By Enrico fermi.
University Chicago press, 1950.

7- Elements of nuclear physics.
By W. Meyerhof.
Mc Graw Hill. mc. 1967.

8- Concepts of nuclear physics.
By B.L. Cohen.
McGrow Hill. mc. 1971.

9- Elementary particles and Cosmie rays.
By A. Ramakrishnan.
Pergamon Press. 1962.

10- Nuclear science.
By P.J. Grant.
White friars press ltd. 1971.

11- Cosmic rays.
by A.W. Wolfendale.
George Newnes Ltd., 1963.

12- Cosmic rays at ground level.
by A.W. Wolfendale.
Published by the institude of phupics (london).

13- Particle and Accelerators.
by R. Gouiran.
Weiden fold and Nicolson ltel., 1967.

14- Elementaey modern pdysics.
By Atam P.Arya.
Addison - wesley com pamy 1975.

الدوريات

1- Anderson, C.D., phys. Rev. 43. 49. (1933).
2- Bacry. H., Nhyts, J., and Nan-ltave. L., Physic, letter, 9.
3- Bohr. N., and Wheller, J.A., Phys. Rev., 56. 426, (1939).
4- Bethe, H., Ann. physick, 5, 325, (1930), (1932).
5- Chadwick, J., Proc. Roy. soe., A136, 692, (1932).
6- Chamberlain, O., etal. phys. Rev., 100. 947. (1955).
7- Cockroft, J., and Walton, E., Proc. Roy. soc., A137.
8- Fowler, W., B., etal, phys. Rev., 91. 1287 (1953).

9- Gell-Mann, M., Phys. Rev., 92, 833, (1953).
10- Gell-Mann, M., Phys. lett., 8, 214, (1964).
11- Gamow, E., C., and Gurney, R., Nature, 122, 439, (1928
12- Jory, F.S, Phys. Rev., 120, 1167, (1956).
13- Lattes, c., etal. Nature, 159, 694, (1947).
14- Lee, T.D., Nuovo Cim., 35, 933, (1965).
15- Langsdorf. A., Phys. Rev., 49, 422, (1936).
16- Lawrance. E.O., and Livingston. M.,S., Phys. Rev., 4(
(1932).
17- Morpurgo, G., Acta Pdys., Hung., 22, 105, (1967).
18- Nishijima, k, Prog. Theor. Phys. (Japan), 12, 107, (19
19- Reines, F., and Cowa, C.L., Jr. phys. Rev., 90, 492
113, 273 (1959).
20- Wilson, C., T., R., Proc. Roy. soc., 87, 277, (1921).
21- lakawa, H., Proc., phys., Math., soc., (japan),
(1935).
22- Zwig, G., CERN Preprints, TH(401), Th(412) (9964

المصطلحات

Anterinsic spin	البرم الذاتي
Angular momentum	الزخم الزاوي
Asymmetry energy	طاقة عدم التماثل
Antiparticle	الجسيم المضاد
Annihilation radiation	اشعة الفناء
Accelerators	معجلات
Atomic magic numbers	الاعداد السحرية الذرية
Atomic number	العدد الذري
Activity	الفعالية في النشاط الاشعاعي
Barn	وحدة المقطع العرضي
Breeder reactor	مفاعل التوليد
Baryons group	مجموعة الباريونات
Bremsstrah lung	اشعة التوقف
Branching ratio	إلنسبة الفرعية
Coupling energy	طاقة الازدواج
Coulomb energy	طاقة كولوم
Center of mass - - coordinate system	نظام احداثيات مركز الكتلة
Cross - Section	المقطع العرضي
Compound nucleus	النواة المركبة
Cosmie rays	الأشعة الكونية
Cacade	سلنسلة

Compten Scattering	أستطارة كومبتن
Chamer	غرفة
Counter	عداد
Curies	الكيوري
Dynamie equilibrium	توازن حركي
Detector	كاشف
Depletion energy	طاقة الأستنزاف
Enriched	مخصب
Elementary particles	الجسيمات الأولية
Extensive air shower	زخات الهواء الممتدة
Element	عنصر
Equivelent thickness	السمك المكافيء
Endoergic	التفاعل الماص للطاقة
Exoergic	التفاعل المحرر للطاقة
Fission chain reaction	تفاعل الانشطار المتسلسل
General flux	الفيض العام
Half life	عمر النصف
Isotopic spin	برم نظائري
Intensity	شدة
Isobars	المتكاتلات أو المتوازنات (نوى متساوية بالكتلة)
Impact parameter	معامل التصادم
Ions	الأيونات
Isotopes	نظائر بروتينية
Nuclear Potential barrier	حاجز الجهد النووي
Nuclear (interaction)	تفاعل نووي
Nuclear fission	الأنشطار النووي
Nuclear reactor	المفاعلات النووية

Nuclear fusion	الأندماج النووي
Nuclear well	جدار النواة
Nucleus	نواة
Nuclei	(جمع نواة)
Neutron Capture Cross-Section	المقطع العرضي لأسر النيوترون
Nuclear reaction	تفاعل نووي
Orbital anguler momentum	الزخم الزاوي المداري
Òpticle model	النموذج البصري
photo electric effcet	الظاهرة الكهروضوئية
Pair production	أنتاج الزوج
Particle	جسيم
Isotons	نظائر نيوترونية
Isomers	النوّيات المتشابهة في كل شيء سوى الطاقة
internal conversion	التحول الداخلي
lepton qroup	مجموعة اللبتون
Latitiude effect	تأثير خطوط العرض
mass deffect	العيب الكتلي
Mass namber	العدد الكتلي
Mirror nuclei	النوى المرآتية
Mesons group	مجموعة الميزونات
Multipli cation	مضاعفة ، تكاثر
mean life	معدل العمر
Nuclear magneton	المكنيتون النووي
Nucleon	النوّية (نكليون)
Nuclear binding energy	طاقة الربط النووية
Nuclear force	القوة النووية
Positronium atom	ذرة البوزترونيوم
phase stability	الأستقرارية الطوري

Photo - disintegration	أنحلال الفوتون
parity	التماثل
Quarks	الكوارك
Radio activity	النشاط الأشعاعي
ß-rays	أشعاعات بيتا
∝ -Particles	جسيمات الفا
Ɣ -rays	أشعاعات كاما
Resonances	الرنين
Reproduction factor	معامل التكاثر
Radiation	أشعاع
Range	مدى
Radio aitive decay	الأنحلال الأشعاعي
Relaitive stopping power	طاقة التوقف النسبية
rigidity	الصلادة
Scattering	الاستطارة
Thermonuclear reaction	التفاعلات النووية الحرارية
Transient equilibrium	التوازن الأنتقالي أو الوقتي
Tunnal effect	ظاهرة النفق
Unitary matrices	المصفوفات الموحدة
Unitray spin	البرم الموحد
Volume energy	الطاقة الحجمية

ملحق رقم (1)

قيم للثوابت الفيزياوية (MKSA)

الثابت	الرمز	القيمة
سرعة الضوء في الفراغ	C	2.99792×10^{8} m/See.
ثابت الجذب	G	60670×10^{-11} N-m^2/kg^2
ثابت أفكادرو	N	6.02252×10^{26}(kmole)$^{-1}$
ثابت قوة كولوم	$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$	8.98755×10^{9} N-m^2/coul^2
وحدة الشحنة	e	1.60210×10^{-19}coul
ثابت بلانك	h	6.6255×10^{-34}Joule-see.
	$\hbar (= h/2\pi)$	1.05449×10^{-34}Joule-scc.
وحدة الكتل	U	1.66043×10^{-27} kg = 931.47 MeV/c^2
كتلة السكون للألكترون	m_e	9.10908×10^{-31} kg = 0.00054 859 U 0.511006 MeV/c
كتلة السكون للبروتون	m_p	1.67252×10^{-27}kg = 1.0072766 U = 938-256 MeV/c
كتلة السكون للنيترون	m_n	1.67482×10^{-27}kg = 1.0086654U = 939.550 MeV/c
الألكترون فولت	IeV	1.60210×10^{-14}joule
بور مكنيتون	μ_B	9.2732×10^{-24} joule/T
المكنيتون النووي	μ_N	5.0505×10^{-27} joule/T

ملحق رقم (2)

جدول الكتل النووية

الجدول يوضح الكتل النووية لجميع العناصر موضحاً عليها العدد الذري(*). تمثل النظائر النشطة أشعاعياً.

الرمز	العدد الكتلي	الكتلة amu
$_{0}n$	1*	1.008665
$_{1}H$	1	1.007825
$_{1}D$	2	2.014102
$_{1}T$	3*	3.016050
$_{2}He$	3	3.016030
	4	4.002603
$_{3}Li$	6	6.015125
	7	7.016004
$_{4}Be$	9	9.012186
	10*	10.013534
$_{5}B$	10	10.012939
	11	11.009305
$_{6}C$	12	12.000000
	13	13.003354
	14*	14.003242
$_{7}N$	14	14.003074
	15	15.000108
$_{8}O$	16	15.994915
	17	16.999133
	18	17.999160
$_{9}F$	19	18.998405
$_{10}Ne$	20	19.992440
	21	20.993849
	22	21.991385
$_{11}Na$	22*	21.994437
	23	22.989771
$_{12}Mg$	24	23.985042
	25	24.986809
	26	25.982593
$_{13}Al$	26*	25.986892
	27	26.981539
$_{14}Si$	28	27.976929
	29	28.976496
	30	29.973763
	32*	31.974020
$_{15}P$	31	30.973765

الرمز	العدد الكتلي	الكتلة (amu)
$_{16}S$	32	31.972074
	33	32.971462
	34	33.967865
	36	35.967089
$_{17}Cl$	35	34.968851
	36*	35.968309
	37	36.965898
$_{18}A$	36	35.967544
	38	37.962728
	39*	38.964317
	40	39.962384
	42*	41.963048
$_{19}K$	39	38.963710
	40*	39.964000
	41	40.961832
$_{20}Ca$	40	39.962589
	41*	40.962275
	42	41.958625
	43	42.958780
	44	43.955492
	46	45.953689
	48	47.952531
$_{21}Sc$	45	44.955920
$_{22}Ti$	44*	43.959572
	46	45.952632
	47	46.951768
	48	47.947950
	49	48.947870
	50	49.944786
$_{23}V$	50*	49.947164
	51	50.943961
$_{24}Cr$	50	49.946054
	52	51.940513
	53	52.940653
	54	53.938882
$_{25}Mn$	55	54.938050

الرمز	العدد الكتلي	الكتلة (amu)
$_{26}$Fe	54	53.939616
	55*	54.938299
	56	55.939395
	57	56.935398
	58	57.933282
	60*	59.933964
$_{27}$Co	59	58.933189
	60*	59.933813
$_{28}$Ni	58	57.935342
	59*	58.934342
	60	59.930787
	61	60.931056
	62	61.928342
	63*	62.929664
	64	61.927958
$_{29}$Cu	63	62.929592
	65	64.927786
$_{30}$Zn	64	63.929145
	66	65.926052
	67	66.927145
	68	67.924857
	70	69.925334
$_{31}$Ga	69	68.925574
	71	70.924706
$_{32}$Ge	70	69.924252
	72	71.922082
	73	72.923462
	74	73.921181
	76	75.921405
$_{33}$As	75	74.921596
$_{34}$Se	74	73.922476
	76	75.919207
	77	76.919911
	78	77.917314
	79*	78.918494
	80	79.916527
	82	81.916707
$_{35}$Br	79	78.918329
	81	80.916292
$_{36}$Kr	78	77.920403
	80	79.916380
	81*	80.916610
	82	81.913482

الرمز	العدد الكتلي	الكتلة amu
	83	82.914131
	84	83.911503
	85*	84.912523
	86	85.910616
$_{37}$Rb	85	84.911800
	87*	86.909186
$_{38}$Sr	84	83.913430
	86	85.909285
	87	86.908892
	88	87.905641
	90*	89.907747
$_{39}$Y	89	88.905872
$_{40}$Zr	90	89.904700
	91	90.905642
	92	91.905031
	93*	92.906450
	94	93.906313
	96	95.908286
$_{41}$Nb	91*	90.906860
	92*	91.907211
	93	92.906382
	94*	93.907303
$_{42}$Mo	92	91.906810
	93*	92.906830
	94	93.905090
	95	94.905839
	96	95.904674
	97	96.906021
	98	97.905409
	100	99.907475
$_{43}$Tc	97*	96.906340
	98*	97.907110
	99*	98.906249
$_{44}$Ru	96	95.907598
	98	97.905289
	99	98.905936
	100	99.904218
	101	100.905577
	102	101.904348
	104	103.905430
$_{45}$Rh	103	102.905511
$_{46}$Pd	102	101.905609
	104	103.904011

الرمز	العدد الكتلي	الكتلة (amu)
	105	104.905064
	106	105.903479
	107*	106.905132
	108	107.903891
	110	109.905164
$_{47}$Ag	107	106.905094
	109	108.904756
$_{48}$Cd	106	105.906463
	108	107.904187
	109*	108.904928
	110	109.903012
	111	110.904188
	112	111.902762
	113	112.904408
	114	113.903360
	116	115.904762
$_{49}$In	113	112.904089
	115*	114.903871
$_{50}$Sn	112	111.904835
	114	113.902773
	115	114.903346
	116	115.901745
	117	116.902958
	118	117.901606
	119	118.903313
	120	119.902198
	121*	120.904227
	122	121.903441
	124	123.905272
$_{51}$Sb	121	120.903816
	123	122.904213
	125	124.905232
$_{52}$Te	120	119.904023
	122	121.903064
	123*	122.904277
	124	123.902842
	125	124.904418
	126	125.903322
	128	127.904476
	130	129.906238
$_{53}$I	127	126.904070
	129*	128.904987
$_{54}$Xe	124	123.906120
	126	125.904288
	128	127.903540
	129	128.904784
	130	129.903509
	131	130.905085
	132	131.904161
	134	133.905815
	136	135.907221
$_{55}$Cs	133	132.905355
	134*	133.906823
	135*	134.905770
	137*	136.906770
$_{56}$Ba	130	129.906245
	132	131.905120
	133*	132.905879
	134	133.904612
	135	134.905550
	136	135.904300
	137	136.905500
	138	137.905000
$_{57}$La	137*	136.906040
	138*	137.906910
	139	138.906140
$_{58}$Ce	136	135.907100
	138	137.905830
	140	139.905392
	142*	141.909140
$_{59}$Pr	141	140.907596
$_{60}$Nd	142	141.907663
	143	142.909779
	144*	143.910039
	145	144.912538
	146	145.913086
	148	147.916869
	150	149.920960
$_{61}$Pm	145*	144.912691
	146*	145.914632
	147*	146.915108
$_{62}$Sm	144	143.911989
	146*	145.912992
	147*	146.914867
	148*	147.914791
	149*	148.917180

الرمز	العدد الكتلي	الكتلة (amu)
	150	149.917276
	151*	150.919919
	152	151.919756
	154	153.922282
$_{63}$Eu	151	150.919838
	152*	151.921749
	153	152.921242
	154*	153.923053
	155*	154.922930
$_{64}$Gd	148*	147.918101
	150*	149.918605
	152*	151.919794
	154	153.920929
	155	154.922664
	156	155.922175
	157	156.924025
	158	157.924178
	160	159.927115
$_{65}$Tb	159	158.925351
$_{66}$Dy	156*	155.923930
	158	157.924449
	160	159.925202
	161	160.926945
	162	161.926803
	163	162.928755
	164	163.929200
$_{67}$Ho	165	164.930421
	166*	165.932289
$_{68}$Er	162	161.928740
	164	163.929287
	166	165.930307
	167	166.932060
	168	167.932383
	170	169.935560
$_{69}$Tm	169	168.934245
	171*	170.936530
$_{70}$Yb	168	167.934160
	170	169.935020
	171	170.936430
	[illegible]	171.936360
	[illegible]	172.938060
	174	173.938740
	176	175.942680
$_{71}$Lu	173*	172.938800
	175	174.940640
	176*	175.942660
$_{72}$Hf	174*	173.940360
	176	175.941570
	177	176.943400
	178	177.943880
	179	178.946030
	180	179.946820
$_{73}$Ta	180	179.947544
	181	180.948007
$_{74}$W	180	179.947000
	182	181.948301
	183	182.950324
	184	183.951025
	186	185.954440
$_{75}$Re	185	184.953059
	187*	186.955833
$_{76}$Os	184	183.952750
	186	185.953870
	187	186.955832
	188	187.956081
	189	188.958300
	190	189.958630
	192	191.961450
	194*	193.965229
$_{77}$Ir	191	190.960640
	193	192.963012
$_{78}$Pt	190*	189.959950
	192	191.961150
	194	193.962725
	195	194.964813
	196	195.964967
	198	197.967895
$_{79}$Au	197	196.966541
$_{80}$Hg	196	195.965820
	198	197.966756
	199	198.968279
	200	199.968327
	201	200.970308
	202	201.970642
	204	203.973495
$_{81}$Tl	203	202.972353

الرمز	العدد الكتلي	الكتلة (amu)
	204*	203.973865
	205	204.974442
Ra E″	206*	205.976104
Ac C″	207*	206.977450
Th C″	208*	207.982013
Ra C″	210*	209.990054
$_{82}$Pb	202*	201.927997
	204*	203.973044
	205*	204.974480
	206	205.974468
	207	206.975903
	208	207.976650
Ra D	210*	209.984187
Ac B	211*	210.988742
Th B	212*	211.991905
Ra B	214*	213.999764
$_{83}$Bi	207*	206.978438
	208*	207.979731
	209	208.980394
Ra E	210*	209.984121
Th C	211*	210.987300
	212*	211.991876
Ra C	214*	213.998686
	215*	215.001830
$_{84}$Po	209*	208.982426
Ra F	210*	209.982876
Ac C′	211*	210.986657
Th C′	212*	211.989629
Ra C′	214*	213.995201
Ac A	215*	214.999423
Th A	216*	216.001790
Ra A	218*	218.008930
$_{85}$At	215*	214.998663
	218*	218.008607
	219*	219.011290
$_{86}$Rn		
An	219*	219.009481

الرمز	الهدد الكتلي	الكتلة (amu)
Tn	220*	220.011401
Rn	222*	222.017531
$_{87}$Fr		
Ac K	223*	223.019736
$_{88}$Ra		
Ac X	223*	223.018501
Th X	224*	224.020218
Ra	226*	226.025360
Ms Th$_1$	228*	228.031139
$_{89}$Ac	227*	227.027753
Ms Th$_2$	228*	228.031080
$_{90}$Th		
Rd Ac	227*	227.027706
Rd Th	228*	228.028750
	229*	229.031652
Io	230*	230.033087
UY	231*	231.036291
Th	232*	232.038124
UX$_1$	234*	234.043583
$_{91}$Pa	231*	231.035877
UZ	234*	234.043298
$_{92}$U	232*	232.037168
	233*	233.039522
	234*	234.040904
Ac U	235*	235.043915
	236*	236.045637
UI	238*	238.048608
$_{93}$Np	235*	235.044049
	236*	236.046624
	237*	237.048056
$_{94}$Pu	236*	236.046071
	238*	238.049511
	239*	239.052146
	240*	240.053882
	241*	241.056737
	242*	242.058725
	244*	244.064100

مطبعة جامعة البصرة



INTRODUCTION TO NUCLEAR PHYSICS

رقم الايداع في المكتبة الوطنية ببغداد

(٢٥٨) لسنة ١٩٨٨

طبع على نفقة جامعة البصرة

مطبعة جامعة البصرة